

Synthese steuerbarer Hochfrequenzschaltungen und Analyse Flüssigkristall-basierter Leitungsphasenschieber in Gruppenantennen für Satellitenanwendungen im Ka-Band

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing.

Alexander Gäbler

geboren am 28.09.1977
in Cottbus

Referent:	Prof. Dr.-Ing. Rolf Jakoby
Korreferent:	Prof. Dr.-Ing. L.-P. Schmidt

Tag der Einreichung:	15.05.2013
Tag der mündlichen Prüfung:	19.07.2013

D17
Darmstadt 2015

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Fachbereich Mikrowellentechnik an der TU Darmstadt und umfasst die Ergebnisse meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mikrowellentechnik und Photonik. Dabei erscheinen mir die Jahre als Doktorand als eine zunächst lange, aber auch sehr lehrreiche, erfüllende und vor allem als eine sehr schöne Zeit. An dieser Stelle möchte ich daher die Gelegenheit nutzen, mich bei all jenen zu bedanken, die mich dabei unterstützten und begleiteten.

Als allerersten möchte ich an dieser Stelle Felix Gölden erwähnen, den ich neben seiner Gewissenhaftigkeit in fachlichen Belangen vor allem als sehr guten Freund zu schätzen lernte. Yuliang Zheng danke ich für die stets angenehme Atmosphäre und seine umgängliche Art. Durch seinen Ideenreichtum und fachliche Kompetenz wurde unser Büro zu einem steten Anlaufpunkt von Studenten und Kollegen, sodass ich mir niemanden vorstellen könnte, mit dem ich es lieber geteilt hätte. Als echter Teamplayer bleibt mir Stefan Müller in Erinnerung. Neben den stets sehr anregenden Diskussionen mit ihm als Leiter unserer kleinen Gruppe profitierten wir dazu von seinen vielen Tipps und guten Ratschlägen in sämtlichen Belangen.

Meinem Doktorvater Rolf Jakoby möchte ich nicht nur für das Vertrauen danken, sondern ganz besonders für seine Geduld. Vor allem sein moselfränkisch-fröhliches „Hallo“ wenn er einen Raum betritt, werde ich ganz sicher nie vergessen.

Der größte Dank gebührt jedoch meiner Frau Mandy. Sie bildete nicht nur die tragende Säule für die Erziehung unserer Kinder, sondern unterstützte mich auch darüber hinaus in jeglicher Hinsicht. Steter Verlass war auch auf meine Eltern, auf deren Hilfe ich zu jeder Zeit zurückgreifen konnte. Hierfür danke ich Euch von ganzem Herzen.

Kurzfassung

Die richtungsabhängige Permittivität mikrowellenoptimierter Flüssigkristalle (LCs) ermöglicht den Aufbau vergleichsweise hochgütiger, kontinuierlich abstimmbarer Hochfrequenzkomponenten. Ihre Charakterisierung, Modellierung und die Auslegung steuerbarer Verzögerungsleitungen für den Einsatz in elektrisch schwenkbaren Gruppenantennen und analogen HF-Schaltungen bilden den inhaltlichen Schwerpunkt dieser Arbeit.

Hierfür werden zunächst Entwurfsverfahren für steuerbare Schaltungen entwickelt, um die modernen Syntheseverfahren analoger Netzwerke auf die Vorgabe veränderlicher Übertragungsfunktionen zu erweitern. Daran schließt sich die Entwicklung neuer Charakterisierungsverfahren und Messsysteme zur genauen Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften nematischer Flüssigkristalle im Mikrowellenbereich an. Ihre Kenntnis ist sowohl für die Modellierung und den Entwurf LC-basierter HF-Komponenten als auch für die zielgerichtete Synthese der daraufhin vorgestellten Flüssigkristalle mit verbesserten Materialparametern notwendig. Im Anschluss wird die Anwendung der flexiblen Finite-Differenzen-Methode zur breit- und schmalbandigen Charakterisierung sowie deren implizite Verknüpfung mit den „klassischen“ Verfahren diskutiert. Zusammen mit der erstmals vorgestellten Eigendielektrik-Formulierung ermöglicht sie die effiziente und sehr genaue Bestimmung der komplexen Permittivität beliebiger Materialproben mit einer einzigen Simulation.

Die so gewonnenen dielektrischen LC-Eigenschaften bilden den Ausgangspunkt einer umfassenden Untersuchung verschiedener Wellenleitertopologien für ihre Eignung als steuerbare Verzögerungsleitung. Ihre wesentlichen Kenngrößen wie die Phasenschieberperformance, Steuerbarkeit und das transiente Schaltverhalten werden mit dem hierfür entwickelten Multiphysik-Simulationswerkzeug berechnet. Neben dem Einblick in die Wirkungsweise derartiger Strukturen wird ihre optimale Auslegung und darüber hinaus die Überprüfung neuartiger Steuerkonzepte und Leitungstopologien LC-gefüllter Wellenleiter ermöglicht.

Auf dieser Grundlage werden anschließend variable Verzögerungsleitungen für phasengesteuerte Gruppenantennen in „*Low Temperature Cofired Ceramics*“ (LTCC)- und Hohlleitertechnologie im Ka-Band aufgebaut. LTCC ist eine HF-Standardtechnologie und ermöglicht durch die Integration benötigter Steuerelektronik zusammen mit weiteren Elementen innerhalb eines Moduls die Umsetzung äußerst kompakter und preiswerter HF-Komponenten. Teilweise LC-gefüllte Hohlleiter hingegen weisen eine elektrische Performanz auf, welche die Güte aller bisher veröffentlichten Phasenschieber übertrifft. Ihr Einsatz bietet sich beispielsweise für die Realisierung schwenkbarer, stark gerichteter Gruppenantennen im Raumsegment an.

Abstract

Optimized Liquid Crystals (LCs) for microwave applications enable the design of low loss and, due to their direction dependent permittivity, continuously tunable RF components. The development of methods concerning their numerical modeling and dielectric characterization within the microwave region as well as the design of tunable transmission line phase shifter and analog RF circuits constitute the main content of this thesis.

For this purpose, design techniques for tunable circuits are derived, in order to expand the modern network synthesis by considering the specification of variable transfer functions. To enable the modeling and hence the design of lc-based rf-components, new material characterization methods and measurement setups have been developed. This allows the accurate estimation of the anisotropic dielectric properties of nematic liquid crystal followed by the synthesis of LCs with improved performance.

Further investigations combine numerically aided broad- and narrowband characterization methods with analytical techniques. This enables an efficient and accurate estimation of the complex dielectric properties by performing just one simulation in conjunction with the described Eigen-dielectric formulation.

Using the knowledge thus obtained, various LC-filled waveguide topologies are extensively investigated regarding their suitability as tunable transmission line phase shifter. Their characteristics like tunability, switching behavior and loss mechanism are calculated by using a multiphysics simulation tool which has been developed for this purpose. Beside the provided insight into the physical working mechanism behind these structures, also there optimal design, new topologies and advanced steering concepts for transmission line phase shifters are discussed.

Based on this, variable Ka-band delay line phase shifters for phased array antennas in „*Low Temperature Cofired Ceramics*“ (LTCC)-and hollow waveguide technology are designed, fabricated and measured.

The commonly used multi-layer LTCC-technology enables the integration of digital and analog circuitry, bias networks and rf-elements within a single module and features a very high package density. On the other hand, accordingly designed hollow waveguides with partially LC filling, lead to the highest electrical performance which has been published in recent works. They offer the development of components like electronically tunable high gain antennas for space applications.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Flüssigkristalle für Anwendungen im Mikrowellenbereich	5
2.1	Nematischer Ordnungsparameter	6
2.2	Flüssigkristall-Direktor	8
2.3	Dielektrische Eigenschaften	9
2.4	Kontinuumstheorie der Flüssigkristalle	15
2.5	Kenngößen steuerbarer HF-Komponenten und Flüssigkristalle	18
3	Synthese steuerbarer passiver HF-Schaltungen	27
3.1	Formulierung der parametrisierten Steuerbarkeit	30
3.2	Entwurf kapazitiv steuerbarer Netzwerke	35
3.3	Skalierung der Steuerfunktion	37
4	Materialcharakterisierung	39
4.1	Flüssigkristall-Charakterisierung mit einem zylindrischen Resonator	40
4.1.1	Herleitung der Feldgleichungen	42
4.1.2	Störungsrechnung	47
4.1.3	Bestimmung der Resonanzfrequenz und Güte	54
4.1.4	Aufbau des Flüssigkristall-Charakterisierungssystems	56
4.2	Rechteckresonator mit drei Resonanzmoden	64
4.3	Finite Differenzen basierte Eigendielektrikformulierung	70
4.3.1	Dielektrisches Eigenwertproblem von Wellenleitern	70
4.3.2	Dielektrisches Eigenwertproblem von Kavitäten	79
5	Multiphysikalische Analyse von Flüssigkristall-gefüllten Wellenleitern	89
5.1	Theoretische Grundlagen des entwickelten Simulationswerkzeugs	90
5.1.1	Direktordynamik	90
5.1.2	Laplacegleichung mit anisotropen kontinuierlichen Materialien	92
5.1.3	Berechnung der Leitungsmoden	97
5.2	Invertierte Mikrostreifenleitung	99

5.2.1	Steuerverhalten	99
5.2.2	Elektrische Eigenschaften	109
5.2.3	Frequenzabhängigkeit	112
5.3	Eigenschaften Flüssigkristall-gefüllter Standardtopologien	113
5.3.1	Koplanarleitung mit Massefläche	114
5.3.2	Koplanare Streifenleitung	116
5.3.3	Antipodale, überlappende Finleitung	119
5.3.4	Steghohlleiter	121
5.3.5	Rechteckhohlleiter	123
5.3.6	Planare Leitungstopologien mit elektrischer Steuerung	127
6	Flüssigkristall-basierte Leitungsphasenschieber	131
6.1	Planare Flüssigkristall-basierte LTCC-Leitungsphasenschieber	133
6.1.1	Aufbau eines planaren LTCC-Phasenschiebers	138
6.1.2	Messergebnisse	140
6.1.3	Antennendemonstrator mit gesteuerter Strahlschwenkung	149
6.2	LTCC-integrierter Flüssigkristall-gefüllter Hohlleiterphasenschieber	152
6.2.1	Analyse	152
6.2.2	Entwurf und Aufbau	155
6.2.3	Messergebnisse	157
6.2.4	Strahlenfestigkeit	161
6.3	Phasenschieber mit einem Flüssigkristallcontainer in Hohlleitertechnik	161
6.3.1	Analyse	162
6.3.2	Ausführungen des Rechteckhohlleiterphasenschiebers	166
6.3.3	Weiterentwicklung der Rechteckhohlleiterphasenschieber	171
7	Zusammenfassung und Ausblick	173
A	Mathematischer Anhang	177
A.1	Störungsrechnung beim unbefüllten zylindrischen Resonator	177
A.2	Numerische Lösung der Laplace-Gleichung	180
	Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	183
	Abbildungsverzeichnis	191
	Tabellenverzeichnis	192
	Literaturverzeichnis	203
	Eigene Veröffentlichungen	204
	Lebenslauf	209

Kapitel 1

Einleitung

Motivation

Wachsender Bedarf an drahtloser Informationsübertragung in Verbindung mit einer zunehmenden Anzahl verschiedener Dienste erfordert eine anpassungsfähige und effizientere Nutzung der Frequenzbänder. Neben dieser bekannten Entwicklung bei Mobilfunkgeräten wird daher auch bei langlebigen Systemen wie Nachrichtensatelliten angestrebt, sich auf unterschiedliche Standards und Übertragungsfrequenzen adaptieren zu können.

Die wesentlichen Bestandteile ihrer analogen Sende- und Empfangseinrichtungen lassen sich in verschiedene aktive und passive Baugruppen wie Antennen, Filter und Anpassschaltungen unterteilen. Die geforderte Entwicklung flexibler Kommunikationssysteme bedingt eine Steuerbarkeit dieser Hochfrequenzkomponenten.

Zur Umsetzung dieses Ziels finden derzeit verschiedene Technologien Verwendung. Sie werden in Halbleiterbauelemente, RF-MEMS („*Radio Frequency-Micro-Electro-Mechanical-Systems*“) und Komponenten mit steuerbaren Funktionsmaterialien, deren dielektrische Eigenschaften gezielt verändert werden können, unterschieden. Monolithisch integrierte Halbleiterschaltungen stellen die gegenwärtig am häufigsten verwendete Form zu deren Umsetzung dar. Varaktoren [Big09], PIN-Dioden [Coa90] und durch Transistoren schaltbare Leitungen [DW07] ermöglichen die Realisierung steuerbarer Schaltungen bis zu Frequenzen über 100 GHz. Nachteilig sind die über der Frequenz zunehmend hohen Verluste und Kosten dieser Technologie. Die aufwendige und ebenfalls kostspielige Fertigung von RF-MEMS erlaubt die Umsetzung verlustarmer Schalter und die Realisierung kontinuierlich abstimmbarer Schaltungen [Reb01] bei einer begrenzten Anzahl möglicher Schaltzyklen. Aus diesem Grund ist ihr Einsatz in langlebigen Komponenten derzeit eingeschränkt. Sie bieten aber mittelfristig das Potenzial eine geeignete Alternative gegenüber den Halbleiterlösungen darzustellen [Bou10].

Steuerbare Dielektrika mit geringer Leistungsaufnahme im Mikrowellenbereich sind beispielsweise Ferromagnetika. Sie weisen bis in den oberen MHz-Bereich sehr geringe dielektrische

Verluste auf, benötigen allerdings starke magnetische Felder und somit hohe Steuerströme um ihre Eigenschaft zu ändern. Deshalb können sie auch zur Abstimmung von Komponenten eingesetzt werden die eine hohe elektromagnetische Feldenergie führen. Ist sowohl genügend Platz als auch Steuerleistung vorhanden und eine hohe Güte oder Leistungsverträglichkeit gefordert, sind Ferromagnetika die derzeit geeignetste Wahl.

Weitere Vertreter sind Ferroelektrika, insbesondere Barium Strontium Titanat (BST) [Tag03, Saz10a, Gev09]. Durch das Anlegen einer Steuerspannung wird im Gegensatz zu den Ferromagnetika eine nahezu leistungslose Veränderung der Materialpermittivität ermöglicht, bei allerdings geringerer HF-Leistungsverträglichkeit. Die dielektrischen Verluste beider Materialien steigen mit zunehmender Frequenz rasch an, sodass sich ihr Einsatzgebiet ebenfalls auf Frequenzen im unteren GHz-Bereich beschränkt.

Ein im Zusammenhang mit Mikrowellentechnik weitestgehend unbekanntes steuerbares Dielektrikum ist der Flüssigkristall (LC: „*Liquid Crystal*“). Neben der Entwicklung von Entwurfsverfahren und neuen Methoden zu ihrer Charakterisierung bildet deren Anwendung für steuerbare Hochfrequenzkomponenten am Beispiel von elektrisch steuerbaren Phasenschiebern den inhaltlichen Schwerpunkt dieser Arbeit.

Flüssigkristall ist eine Bezeichnung für Substanzen, welche trotz einer flüssigen Konsistenz richtungsabhängige Eigenschaften aufweisen, ein Merkmal, das ansonsten bei kristallinen Materialien beobachtet werden kann. Technische Bedeutung erlangte er Anfang der 70er Jahre mit der einfachen Hell/Dunkel-Darstellung von Buchstaben und Ziffern auf einfarbigen Displays. Im Laufe ihrer Weiterentwicklung konnte sich diese Technologie bei Flachbildschirmen bis hin zum großformatigen Bereich der Farbfernseher durchsetzen.

Auch wenn sich sowohl die Mischkonzepte der verwendeten Flüssigkristalle als auch ihre Anzeige- bzw. Zellarten deutlich verändert haben, der physikalische Grundeffekt bleibt bestehen: die Nutzung der aufgrund ihrer geordneten molekularen Struktur richtungsabhängigen (anisotropen) Permittivität bei optischen Frequenzen.

Die mögliche Verwendung von Flüssigkristallen in der Hochfrequenztechnik ergibt sich aus der Beibehaltung der dielektrischen Anisotropie bei Frequenzen zwischen 0,3 und 300 GHz, dem Mikrowellenbereich. Gegenüber den oben genannten Ausführungen von steuerbaren Mikrowellenkomponenten bestehen die Vorteile der Flüssigkristalle zum einen in der Möglichkeit, die bereits sehr weit entwickelten und für Massenproduktion geeigneten Fertigungsverfahren der Displaytechnologie zu adaptieren. Dies würde z. B. die Entwicklung bislang unerreicht preisgünstiger planarer Gruppenantennen ermöglichen, deren Abstrahlrichtung elektronisch geschwenkt werden kann. Zum anderen gelang in den letzten Jahren die Synthese hochanisotroper Flüssigkristalle, die gleichzeitig eine sehr geringe Absorption aufweisen. Bei geeigneter Ausnutzung ihrer Materialeigenschaften in Verbindung mit der analogen und leistungslosen Steuerung scheinen erstmals Anwendung wie beispielsweise hochgütige Filter mit variabler Mittenfrequenz oder schwenkbare Hochgewinnantennen im Raum- und Bodensegment möglich.

Nachdem in ersten Untersuchungen [Lim92] die Beibehaltung der anisotropen Materialeigen-

schaften im Mikrowellenbereich gezeigt werden konnte, konzentrierten sich die bisherigen Arbeiten auf dem Gebiet der LC-basierten Mikrowellenkomponenten im Wesentlichen auf die Entwicklung geeigneter Bauteilkonzepte. Dies hat zum Ziel die Ausnutzung dieses Effekts mit den Anforderungen der Hochfrequenztechnik in Einklang zu bringen, da die Wirkungsweise optischer Zellen auf das Konzept der geführten Wellen übertragen werden muss. So gelang nach Adaption häufig verwendeter Leitungstopologien, die Funktionalität von experimentellen Mikrowellenphasenschiebern zu demonstrieren [Lim93a, Wei02a, Mül04]. Besonders ist in [Mül04] hervorzuheben, dass durch die erstmalige Verwendung von Flüssigkristallmischungen mit optimierten Eigenschaften im Mikrowellenbereich deren Vorteile bezüglich der Übertragungsverluste gegenüber den oben genannten Technologien demonstriert werden konnte. Die Phasenschiebertopologien wurden in [Goe10] erheblich weiterentwickelt, da in dieser Arbeit ein wesentlicher Schritt zur Vereinbarkeit geeigneter HF-Bauteilkonzepte mit Displaytechnologie gelang. Dieses Bestreben findet in [Kar12, Kar11c] seine Fortsetzung.

In der vorliegenden Arbeit wird das Hauptaugenmerk auf die bestmöglich erreichbare elektrische Performanz gelegt, welche insbesondere bei Komponenten für z. B. Nachrichtensatelliten notwendig ist. Dieses Ziel wird durch die Entwicklung analytischer und numerischer Multiphysik-Modellierungsverfahren erreicht, wodurch eine systematische Untersuchung und optimale Auslegung von LC-basierten Wellenleitern ermöglicht wird. Neben dem Einblick, den diese Untersuchungen auf die physikalischen Zusammenhänge von Flüssigkristall-gefüllten Bauteilen gestattet, werden auf dieser Grundlage neue Steuerkonzepte ausgearbeitet und verifiziert, um auch die Verwendung voluminöser hochgütiger Leitertopologien zu ermöglichen.

Zur Umsetzung der so gewonnenen Erkenntnisse werden zwei verschiedene Konzepte verfolgt. Zum einen die Verwendung von „*Low Temperature Cofired Ceramics*“ (LTCC), eine in der Mikrowellentechnik häufig verwendete Standardtechnologie. Die sehr guten HF-Eigenschaften mikrowellenoptimierter Flüssigkristalle ermöglichen zusammen mit den Vorteilen der LTCC-Mehrlagentechnologie die Herstellung preisgünstiger und darüber hinaus besonders kompakter, steuerbarer Komponenten. Zum anderen wird auf die ersten Ausführungen einer Entwicklung eingegangen, deren Topologie besonders verlustarme, d. h. hochperformante Ausführungen von Verzögerungsleitungen ermöglicht. Dadurch wird eine Ausnutzung der Flüssigkristall-spezifischen Materialeigenschaften erreicht, welche die Ergebnisse bisheriger LC-Phasenschiebertopologien deutlich übertrifft.

Da sich die Zusammensetzung der für Anwendungen im Mikrowellenbereich entwickelten Flüssigkristalle deutlich von der Struktur von Display-LCs unterscheidet, befindet sich die Synthese optimaler Mikrowellen-LCs, trotz der bislang erreichten Materialgüte, noch im Anfangsstadium. Aus diesem Grund besteht ein steter Bedarf an genauen Charakterisierungsmethoden, mit deren Hilfe die dielektrischen Eigenschaften mit der Molekularstruktur und deren Mischungen korreliert werden können. Im Umkehrschluss wird dadurch erlaubt, die Einflussgrößen und deren Abhängigkeiten bestmöglich auszunutzen. Die Entwicklung derartiger Methoden bildet einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit.

Gliederung

Nach dieser Einführung werden die Grundlagen der Flüssigkristalle, speziell nematischer LCs, hinsichtlich deren Anwendung im Mikrowellenbereich erläutert. Insbesondere wird dabei auf ihre dielektrischen Eigenschaften, Verlustmechanismen und dynamischen Prozesse eingegangen, woraus die wesentlichen Materialkenngrößen und deren Zusammenhang mit den Eigenschaften steuerbarer HF-Bauteile abgeleitet werden. Daran schließt sich eine Diskussion zum allgemeinen Entwurf steuerbarer analoger Schaltungen an, worauf im vierten Kapitel neue Verfahren zur Charakterisierung anisotroper Materialien entwickelt und verglichen werden.

Im Anschluss wird ein Verfahren zur Simulation LC-gefüllter Wellenleiter entwickelt, das die Untersuchung und Bewertung verschiedener Leitungstopologien erlaubt. Dies ermöglicht ebenfalls einen tieferen Einblick in die der LC-Aussteuerung zugrunde liegenden physikalischen Mechanismen hinsichtlich der Phasenänderung eines Hochfrequenzsignals. Mithilfe dieses Simulationsverfahrens wird anhand eines häufig verwendeten Wellenleiters die Auswirkung verschiedener LC-Vororientierungen und Substratparameter auf die Phasenschiebergüte sowie deren Frequenzabhängigkeit und Steuerverhalten ausführlich betrachtet. Darauf folgt eine quantitative Untersuchung verschiedenster Leitungstopologien sowie die Diskussion und Entwicklung neuartiger Schaltkonzepte und Strukturen.

Im darauf folgenden Kapitel wird zunächst die Integrierbarkeit derartiger Phasenschieber in LTCC untersucht. Die anschließenden Entwürfe verschiedener Aufbauten und deren messtechnische Charakterisierung führen schließlich zur Umsetzung einer phasengesteuerten Gruppenantenne, um die elektrisch schwenkbare Abstrahlcharakteristik zu demonstrieren. Abschließend wird eine nur teilweise mit LC-befüllte Wellenleiterstruktur in Hohlleitertechnik vorgestellt, die erlaubt, die Eigenschaften des Flüssigkristalls besonders effektiv auszunutzen. Zu deren Auslegung werden zunächst analytische Modelle entwickelt, die anhand erster Ausführungsformen überprüft werden. Nach einer Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse folgt ein Ausblick auf weiterführende Entwicklungen.

Kapitel 2

Grundlagen der Flüssigkristalle für Anwendungen im Mikrowellenbereich

Die Entdeckung der Flüssigkristalle geht auf den österreichischen Botaniker Friedrich Reinitzer zurück, welcher auf der Suche nach den Inhaltsstoffen einer Karotte auf eine Substanz mit zwei Schmelzpunkten stieß. Zwischen diesen Schmelzpunkten, so wurde später vom Physiker Otto Lehmann erkannt, lag ein damals gänzlich unbekannter Zustand von Materie vor. Er wurde von ihm als flüssig-kristallin bezeichnet. Einige mögliche Phasen, die von Flüssigkristallen zwischen dem kristallinen und flüssigen Zustand eingenommen werden können, sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Sie werden als Mesophasen bezeichnet und anhand ihrer temperaturabhängigen

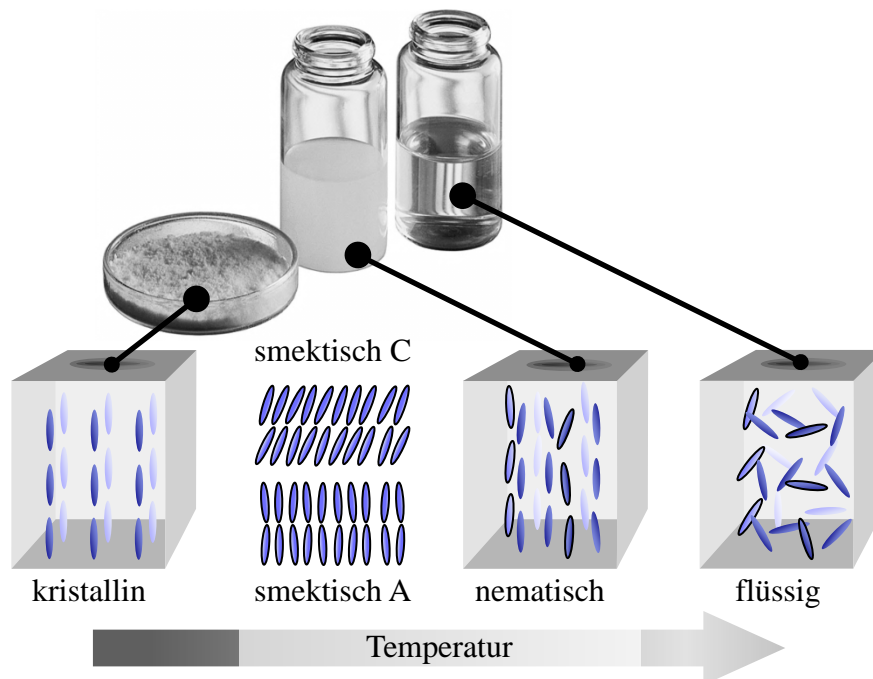


Abb. 2.1: *Verschiedene Phasen des Flüssigkristalls in Abhängigkeit der Temperatur.*
Foto: Merck KGaA

Positions- bzw. Orientierungsordnung unterschieden.¹

Die in struktureller Hinsicht einfachste Mesophase (sie weist lediglich eine Orientierungsordnung auf) wird als nematische (griechisch: nema, Faden) Phase bezeichnet. Aufgrund starker intermolekularer Wechselwirkungen in diesem Zustand neigen die stäbchenförmigen LC-Moleküle untereinander zu einer geordneten parallelen Ausrichtung. Wie bei einigen Kristallen bleiben deshalb physikalische Eigenschaften wie die Lichtbrechung trotz ihrer flüssigen Konsistenz richtungsabhängig. Je höher der Grad der Ordnung, desto größer ist die Richtungsabhängigkeit, d. h. die Anisotropie.

Deren technische Ausnutzung, z. B. bei Displays, ergibt sich aus der Möglichkeit, ihre Ausrichtung durch entsprechend behandelte Oberflächen und elektrische oder magnetische Felder gezielt zu beeinflussen. Da in dieser Arbeit ausschließlich Flüssigkristalle in der nematischen Phase betrachtet werden, wird im Folgenden nur auf deren Merkmale eingegangen.

2.1 Nematischer Ordnungsparameter

Die Tendenz der stabförmigen LC-Moleküle sich parallel zueinander auszurichten, führt gemäß Abb. 2.1 nicht zu einer ideal homogenen Orientierung. Stattdessen verbleibt ein Grad an Unordnung, der in Richtung höherer Temperaturen zunimmt. Dessen Beschreibung wird mit dem Ordnungsparameter S ermöglicht, der innerhalb der nematischen Phase ein temperaturabhängiges Maß der Ordnung darstellt. Mit θ , dem Winkel zwischen einem Molekül und der über alle Moleküle des betrachteten Volumenelements arithmetisch gemittelten Vorzugsrichtung, wird dieser Zusammenhang über das Legendre-Polynom zweiten Grades mit

$$|S| = \left\langle \frac{3}{2} \cos^2(\theta) - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.1)$$

formuliert [Gen74]. Durch die Gestalt der Legendre-Polynome gerader Ordnung bleibt dabei die 180°-Äquivalenz erhalten.

Nach Einführung eines nematischen Potentials kann der quantitative Verlauf des von der Temperatur T abhängigen Ordnungsparameters mit der Boltzmann-Konstante k_B , einer Molekül-Interaktionskonstante v und der normierten Temperatur $T_n = k_B T/v$ durch numerisches Lösen von

$$S(T_n) = \left(\int_0^\pi e^{-S(T_n) \frac{(3 \cos^2(\theta) - 1)}{2 T_n}} \sin(\theta) d\theta \right)^{-1} \int_0^\pi \left(\frac{3}{2} \cos^2(\theta) - \frac{1}{2} \right) e^{S(T_n) \frac{3 \cos^2(\theta) - 1}{2 T_n}} \sin(\theta) d\theta \quad (2.2)$$

erhalten werden [Gen74]. Gleichung (2.2) setzt dabei voraus, dass sich die Orientierung der Moleküle mit der Boltzmann-Verteilungsfunktion beschreiben lässt.

In Abb. 2.2 ist die so bestimmte Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters für einen nematischen Flüssigkristall ohne weitere Mesophasen dargestellt. In der kristallinen Phase

¹Die in Abb. 2.1 dargestellten Phasen stellen nur eine eng begrenzte Auswahl der möglichen Ordnungen bzw. Zustände dar. Eine ausführliche Beschreibung wird u. a. in [Gen74] geboten.

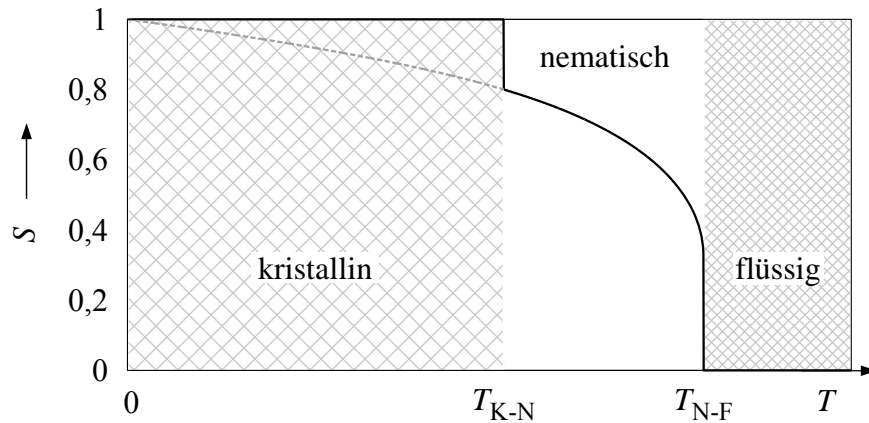


Abb. 2.2: Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters S . T_{K-N} bezeichnet den Gefrierpunkt, T_{N-F} entspricht der Übergangstemperatur von der nematischen in die flüssige Phase (Klärpunkt).

können mit $S = 1$ alle Moleküle des Flüssigkristalls innerhalb eines kleinen Volumens ideal homogen ausgerichtet sein, der Ordnungsparameter kann aber aufgrund von Domänenbildung und Defektstellen auch darunter liegen. Beim Erreichen des Gefrierpunkts T_{K-N} ändert sich die Phase von der kristallinen in die nematische und S nimmt einen Wert entsprechend Gleichung (2.2) an. Darauf folgt der Ordnungsparameter dem durch diese Gleichung vorgegebenen Verlauf, bis er bei der Phasenübergangstemperatur T_{N-F} , dem Klärpunkt, mit $S = 0$ sprunghaft verschwindet. Die Ausrichtung der Flüssigkristallmoleküle ist ab dieser Temperatur vollkommen ungeordnet, sodass ein kugelförmiges Volumenelement in alle Richtungen die gleichen Eigenschaften aufweist. Die Substanz ist flüssig, d. h. isotrop geworden.

Der Ordnungsparameter liegt gewöhnlich zwischen 0,8 und 0,4, wobei der letztgenannte Wert nahe am theoretischen Minimum der nematischen Phase liegt (vgl. Abbildung 2.2).

Eine andere Formulierung wurde von de Gennes durch Anwendung der Landau-Theorie ermittelt. Sie ermöglicht die Berücksichtigung einer größeren Anzahl zusätzlicher Einflüsse, benötigt dafür allerdings die Vorgabe mehrerer materialabhängiger Konstanten, welche für die im Rahmen der Arbeit verwendeten Flüssigkristalle unbekannt sind.

Beide Beschreibungen leiten sich von der Betrachtung eines LCs aus gleichartigen Molekülen ab und sind darin begründet, dass sich der Systemzustand im Minimum der freien Energie hinsichtlich ihrer zugrunde liegenden Modelle befindet. Allerdings bestehen die technisch relevanten Flüssigkristalle nicht nur aus einer, sondern in der Regel aus unterschiedlichen Substanzen. Trotzdem bestätigen Messergebnisse von Flüssigkristallen die Anwendbarkeit dieser Theorien auch auf LC-Mischungen, die für Anwendungen im Mikrowellenbereich entwickelt wurden [Goe10, Mül07, Lap11a]. In erster Näherung kann deshalb von einem Verlauf gemäß Abb. 2.2 ausgegangen werden.

Auffallend ist die große Änderung des Ordnungsparameters, dessen Temperaturabhängigkeit bzw. Stabilität vom Abstand der Betriebstemperatur vom Klärpunkt T_{N-F} bestimmt wird. Bei den in dieser Arbeit verwendeten LCs liegt der Gefrierpunkt T_{K-N} innerhalb des Bereichs

von 0 bis 15 °C, der Klärpunkt T_{N-F} befindet sich zwischen 36 und 140 °C. Durch andere Mischungsverhältnisse oder Zusammensetzungen können diese Phasenübergangstemperaturen in weiten Grenzen dem jeweiligen Anwendungsbereich angepasst werden.

Die verbleibende Unordnung führt dazu, dass die physikalischen Merkmale des Flüssigkristalls in der nematischen Phase nicht mit denen paralleler Einzelmoleküle übereinstimmen. Stattdessen werden die makroskopisch messbaren Größen von einer ordnungsgradabhängigen Wichtung aller LC-Ausrichtungen beeinflusst. Insbesondere wird die verbleibende Anisotropie mit zunehmender Unordnung verringert.

Die richtungsabhängigen Eigenschaften werden mithilfe eines Direktors abgebildet, mit dem das makroskopische Verhalten nematischer LCs beschrieben werden kann.

2.2 Flüssigkristall-Direktor

Die Richtung, welche die Moleküle eines betrachteten Volumens im Mittel annehmen, lässt sich gemäß Abbildung 2.3 durch einen Vektor \vec{n} ausdrücken, der als LC-Direktor bezeichnet wird. Um ihn von den als Ellipsoiden dargestellten Molekülen abzugrenzen, wird er im Folgenden als Zylinder abgebildet.

Die Anwendung des Direktors ist aufgrund seiner Rotationssymmetrie auf die Beschreibung von LCs mit einer langen Hauptachse beschränkt. Entsprechend geordnete scheibenartige Moleküle mit drei unterschiedlichen Parametern entziehen sich somit dieser Formulierung. Für die in dieser Arbeit verwendeten nematischen Flüssigkristalle stellt dies allerdings keine Einschränkung dar.

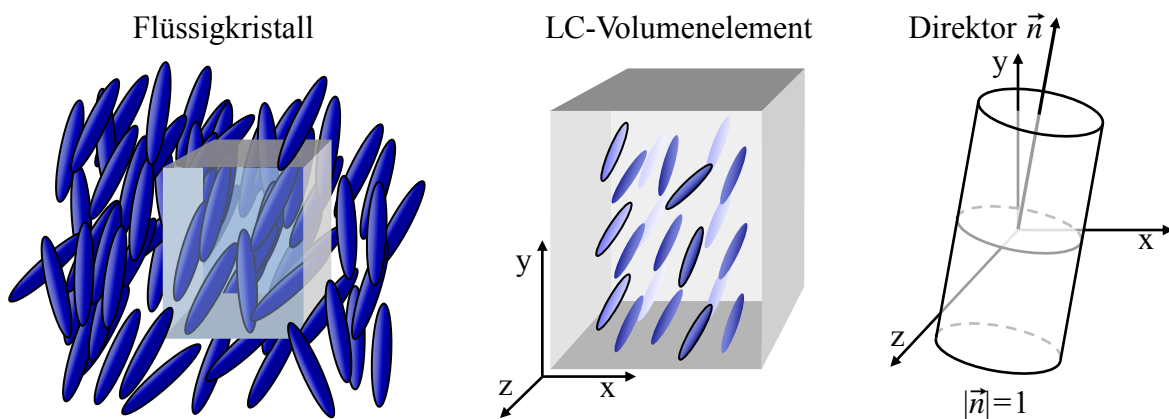


Abb. 2.3: Definition des LC-Direktors.

Die Einführung des Direktors ermöglicht eine kontinuierliche Beschreibung der Materialeigenschaften des Flüssigkristalls. Ist die Vorzugsrichtung des LCs über ein größeres Volumen oder innerhalb einer Querschnittsebene aufgrund geometrischer Gegebenheiten, mechanischer oder elektrischer Felder nicht konstant, so können deren Eigenschaften mithilfe eines Vektor- bzw. des Direktorfeldes abgebildet werden.

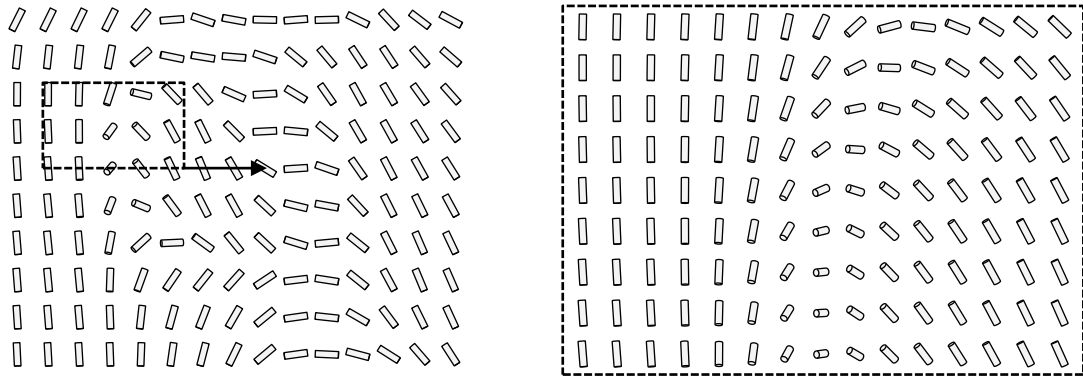


Abb. 2.4: Ansicht eines gestörten Direktorfeldes. Rechts ist ein vergrößerter Ausschnitt des linken Bereichs dargestellt.

Aufgrund der Kontinuität können nun beliebig viele Direktoren in der Größenordnung eines einzelnen Moleküls definiert werden, wodurch die physikalischen Grenzen dieser Modellierung offensichtlich werden. Sie bildet aber die Grundlage der später diskutierten Kontinuumsstheorie der Flüssigkristalle.

2.3 Dielektrische Eigenschaften

Der Flüssigkristall kann als idealer Isolator angesehen werden. Wird er von einem elektrischen Feld \vec{E} durchdrungen, verschieben sich in seinem Inneren Ladungen. Das dadurch erzeugte innere Feld wirkt dem erregenden entgegen. Die Stärke des sich aufgrund dieser Verschiebung ausprägenden Dipolmoments \vec{p} ist von der elektrischen Feldstärke im Molekül abhängig. Ihr einfachster Zusammenhang wird mit einer Eigenschaft des Moleküls, der Polarisierbarkeit α_M , durch die lineare Beziehung $\vec{p} = \alpha_M \vec{E}$ beschrieben.

Bei Flüssigkristallen unterscheidet sich die effektiv wirksame Polarisierbarkeit α_{\parallel} auf ein parallel zur dielektrischen Molekülachse gerichtetes Feld von derjenigen (α_{\perp}) eines senkrecht dazu stehenden. Aufgrund dieser Anisotropie sind auch die erzeugten Dipolmomente

$$\vec{p}_{\parallel} = \alpha_{\parallel} \vec{E} \quad (2.3)$$

$$\vec{p}_{\perp} = \alpha_{\perp} \vec{E} \quad (2.4)$$

richtungsabhängig. Dabei wird in allen folgenden Betrachtungen von LCs ausgegangen, deren Eigenschaften mit Ausnahme der Orientierung unabhängig von der elektrischen Feldstärke sind².

Da die Flüssigkristallmoleküle entsprechend ihres Ordnungsparameters nicht homogen ausgerichtet sind, unterscheiden sich die mikroskopischen Betrachtungen einzelner Moleküle

²Die Linearität von flüssigkristallbasierten Hochfrequenzschaltungen ist im Vergleich zu anderen steuerbaren Materialien äußerst hoch [Goe06, Goe10].

von den wirksamen Eigenschaften eines LC-Volumens. Die zur Auslegung steuerbarer HF-Komponenten wesentlichen makroskopisch definierten Permittivitäten bzw. ihrer Differenz $\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_{r,\parallel} - \varepsilon_{r,\perp}$ kann über die frequenz- und temperaturabhängige Polarisierbarkeit der Einzelmoleküle bestimmt werden. Dabei entspricht ε_r dem Verhältnis zwischen der Materialpermittivität ε und der des Vakuums (ε_0).

Bestimmung der Permittivität aus der Molekül-Polarisierbarkeit

Für einfache Dipolmoleküle unpolarer Flüssigkeiten wird nach Debye der temperaturabhängige Zusammenhang zwischen der Polarisierbarkeit α , der Avogadro-Konstanten N_A , der molaren Masse M , der Boltzmann-Konstanten k_B , der Dichte ρ und dem Dipolmoment μ_M mit

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{N_A}{3\varepsilon_0} \left(\alpha_M + \frac{\mu_M^2}{3k_B T} \right) \quad (2.5)$$

beschrieben [Deb29]. Wechselwirkungen der Dipole untereinander bleiben unberücksichtigt.

Demgegenüber ergibt sich bei den Flüssigkristallen aufgrund der Anisotropie und des Ordnungsparameters eine komplexere Beziehung zwischen den mikro- und makroskopischen dielektrischen Konstanten. Deren Verknüpfung gelang u. a. W. Maier und G. Meier [Mai61], indem eine Erweiterung der Debye-Gleichung von Onsager aus [Ons36] aufgegriffen wurde. Sie gilt für den einfachsten Fall einachsiger Systeme ohne Beachtung von Dipol-Dipol-Wechselwirkungen und der vereinfachenden Betrachtung kugelförmiger Moleküle³.

Berücksichtigt werden hingegen die unterschiedlichen Polarisierbarkeiten $\alpha_{\parallel/\perp}$, die Orientierung permanenter Dipole und die nematische Fernordnung.

$$\varepsilon_{\parallel} = NFh_F \left(\langle \alpha_{\parallel} \rangle + \frac{F\mu_M^2}{3k_B T} \left(1 - (1 - 3\cos^2(\beta_W)S) \right) \right) \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_{\perp} = NFh_F \left(\langle \alpha_{\perp} \rangle + \frac{F\mu_M^2}{3k_B T} \left(1 + \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2(\beta_W)S) \right) \right) \quad (2.7)$$

Hierbei entspricht $h_F = 3\varepsilon/(2\varepsilon + 1)$ einem Feldformfaktor mit der gemittelten dielektrischen Konstante $\varepsilon = (\varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{\perp})/3$. F ist das Reaktionsfeld des Dipols, N die Molekülanzahl und α_{\parallel} sowie α_{\perp} sind die Molekül-Polarisierbarkeiten parallel und senkrecht zur LC-Achse. Der Winkel zwischen dem Dipolmoment μ_M und der dielektrischen Molekülachse wird mit β_W bezeichnet und S ist der Ordnungsparameter gemäß der Definition aus Abschnitt 2.1.

Obige Gleichung gilt für die Permittivitätsberechnung im statischen Fall, d. h. bei $\omega = 0$. Nach Vernachlässigung des Dipolmoments μ , kann sie auch zur Berechnung der makroskopischen Permittivitäten bei sehr hohen Frequenzen verwendet werden [Kho93]. Dazwischen unterliegt die Polarisierbarkeit nematischer Flüssigkristalle verschiedenen Einflüssen, die nach Verschiebungspolarisationen (Elektronen- und Ionenpolarisation) und der Orientierungspolarisation aufgrund eines permanenten Dipolmomentes unterschieden werden. Die erstgenannten

³Eine Formulierung zur Beschreibung nematischer und smektischer LCs unter Berücksichtigung von Dipol-Dipol-Wechselwirkungen wurde von De Jeu und Bordewijk entwickelt [Jeu74, Bor78].

treten im Frequenzbereich von 10^{12} bis 10^{15} Hz auf. Die Orientierungspolarisation wird in der Literatur gewöhnlich zwischen 10^6 und 10^{12} Hz angegeben, langkettige Flüssigkristalle können diese Werte auch unterschreiten [Kho93].

Frequenzabhängigkeit der Permittivität

Die Frequenzabhängigkeit der komplexen Permittivität $\underline{\varepsilon} = \varepsilon' + i\varepsilon''$ kann mit der materialabhängigen Relaxationszeitkonstante τ_{Rel} in erster Näherung mit der einfachen Debye-Gleichung

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\omega=0} + \frac{\Delta\varepsilon}{1 + (\omega \tau_{Rel})^2} \quad \text{und} \quad \varepsilon'' = \omega \tau_{Rel} \frac{\Delta\varepsilon}{1 + (\omega \tau_{Rel})^2} \quad (2.8)$$

modelliert werden [Bli10]. Dabei bezeichnet $\Delta\varepsilon$ die Differenz der Permittivität bei sehr niedriger und unendlich hoher Frequenz. Ohne Berücksichtigung des Dipolmoments ergibt sich daraus der makroskopische LC-Permittivitätsverlauf mit den Gleichungen (2.6) und (2.7). Dies ermöglicht die quantitative Darstellung von Relaxationsprozessen in nematischen Flüssigkristallen.

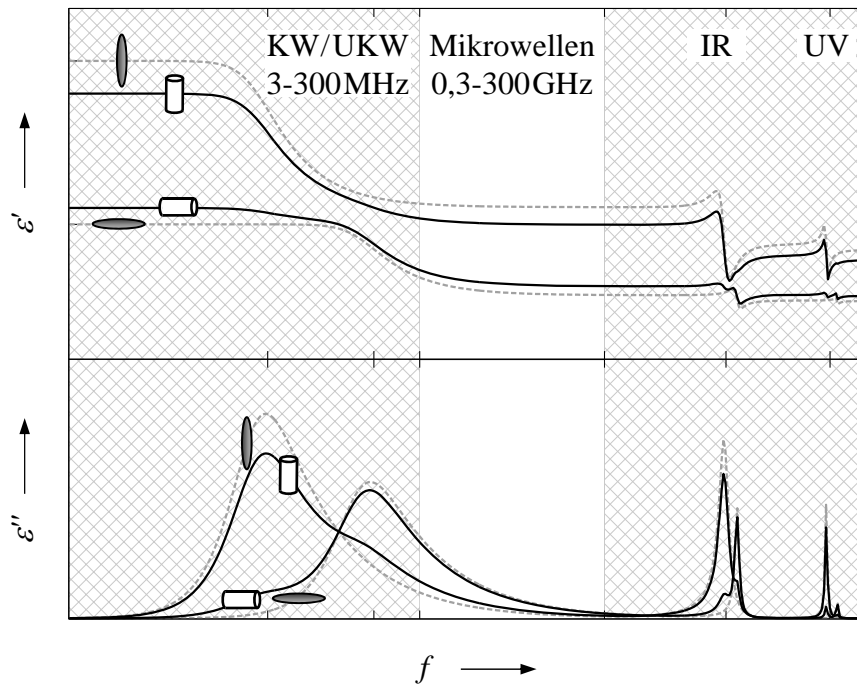


Abb. 2.5: Frequenzabhängigkeit des Real- (ε') und Imaginärteils (ε'') der Permittivität. Die gestrichelten Kurven stellen die Permittivitäten der Einzelmoleküle und durchgezogene die eines makroskopisch genügend großen Volumens dar. Die Verläufe mit horizontalen Elementen entsprechen einer Orientierung senkrecht und vertikale parallel zum einfallenden elektrischen Feld. Der Ordnungsparameter S wurde zu 0,8 gewählt.

Wird die Resonanzfrequenz der Ionen- und Elektronenverschiebung beider LC-Achsen (bei einer möglicherweise unterschiedlichen Anregung) als konstant angenommen, unterscheidet

sich das frequenzabhängige Verhalten der Orientierungspolarisationen hingegen wesentlich. Da die Drehung um die lange Achse des Moleküls weniger Zeit benötigt als die um die kurze, ist der „Ausläufer“ des kurzachsigen Verlustwinkels zu höheren Frequenzen verschoben. Aus diesem Grund sind die dielektrischen Verluste der kurzen LC-Achse im Mikrowellenbereich wesentlich höher, wie Untersuchungen verschiedener Flüssigkristalle ergaben [Goe10].

Schneiden sich beide ε' -Kurven, ergibt sich ein begrenzter Frequenzbereich mit negativer Anisotropie, was zur Synthese sogenannter „*Dual-Frequency Switching*“-LCs ausgenutzt werden kann. Allerdings erfordert dies eine Verschiebung der Relaxationsfrequenz um die kurze Flüssigkristallachse in Richtung des Mikrowellenbereichs, was dort bei den bislang charakterisierten LCs mit dieser Eigenschaft sehr hohe Verluste verursacht [Mül07].

Temperaturabhängigkeit der Permittivität

Aus den obigen Beziehungen kann mithilfe des Ordnungsparameters und der Dichte zusätzlich die Temperaturabhängigkeit nematischer LCs beschrieben werden. Wird hierfür nur der im Mikrowellenbereich maßgebliche Einfluss der Relaxationen um beide Achsen berücksichtigt, stellt sich ein quantitativer Verlauf gemäß der unteren Abbildung ein.

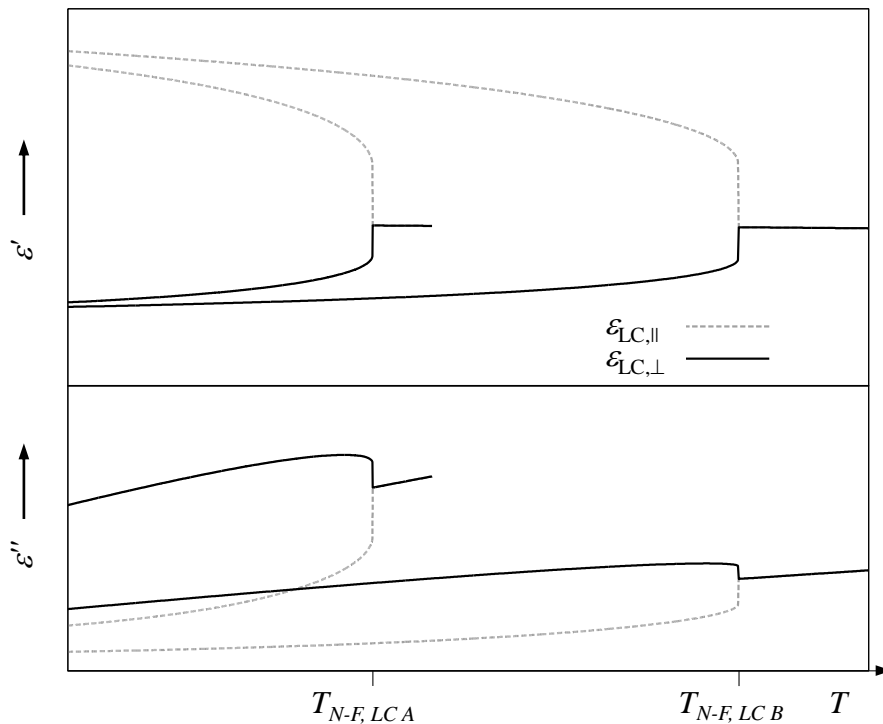


Abb. 2.6: Temperaturabhängigkeit des makroskopischen Real- und Imaginärteils der Permittivität von zwei Flüssigkristallmischungen A und B im Mikrowellenbereich. Die durchgezogenen Linien entsprechen der dielektrisch kurzen, die gestrichelten der langen Achse des Flüssigkristalls.

Charakteristisch ist die deutlich geringere Temperaturabhängigkeit der kurzen dielektrischen

LC-Achse (ε'_\perp). Sie folgt aus der Kompensation zweier gegenläufiger Effekte. Zum einen verkleinert sich durch Wärmeausdehnung die Molekülanzahl im Volumen und damit die Permittivität mit steigender Temperatur bei einer gleichzeitigen Verringerung der Relaxationszeiten um die LC-Achsen. Zum anderen tragen aufgrund der größeren Unordnung immer mehr Anteile der langen Achse zur makroskopisch wirksamen Permittivität bei.

Die temperaturbedingten Auswirkungen auf den Realteil der langen Achse sind dementsprechend stärker ausgeprägt. In Abbildungen 2.6 wird ebenfalls deutlich, dass sich durch die Synthese von LCs mit hohem Klärpunkt T_{N-F} eine Erhöhung der Temperaturstabilität erreichen lässt.

Da Debye bei seinen Betrachtungen von kugelförmigen Molekülen mit einer einzigen Relaxation ausgeht, ist die Beeinflussung von Orientierungspolarisationen um verschiedene Achsen in dieser Formulierung nicht enthalten. Stattdessen wurden sie nur explizit durch die Gleichungen (2.6) und (2.7) miteinander verknüpft. Eine mathematisch aufwendige Erweiterung der Debye-Relaxation auf Flüssigkristalle über das nematische Potential wurde in [Mar71] vorgestellt, wobei ebenfalls vereinfachende Annahmen getroffen werden.

Da, wie bereits erwähnt, technisch relevante Flüssigkristalle aus mehreren Substanzen bestehen, bei denen die Anwendbarkeit der üblichen Betrachtungen ohnehin nicht mehr uneingeschränkt vorausgesetzt werden kann, wird auf weiterführende Betrachtungen an dieser Stelle verzichtet. Die „Richtigkeit“ des quantitativen Verlaufs aus den Abbildungen 2.5 und 2.6 konnte aber auch unter Verwendung mikrowellenoptimierter Flüssigkristalle für den in dieser Arbeit relevanten Frequenzbereich in [Goe10] bestätigt werden.

Bezug eines anisotropen Dielektrikums zu den Feldgrößen

Bei den bisherigen Betrachtungen war das Molekül oder der Direktor entweder parallel oder senkrecht zum elektrischen Feld ausgerichtet. Die mikro- und makroskopischen dielektrischen Eigenschaften beider Achsen sind dabei durch die ordnungsgradabhängige Mittelung verknüpft, wobei die hervorgerufenen Wirkungen des elektrischen Feldes als voneinander unabhängige Fälle behandelt wurden. Dies ist jedoch nur in diesen zwei Spezialfällen möglich.

Grundsätzlich hängt die in einem Volumenelement hervorgerufene Polarisierung sowohl von der Richtung des einwirkenden Feldes als auch von der Orientierung des LC-Direktors ab. Deshalb wird bei beliebigen Ausrichtungen die allgemeine Verknüpfung der elektromagnetischen Feldgrößen mit den dielektrischen Materialeigenschaften benötigt. Dem Neumannschen Prinzip [Voi10] folgend, werden hierfür Tensoren zweiter Ordnung (Dyaden) zur Beschreibung der dielektrischen Eigenschaften verwendet.

Sind die dielektrischen Achsen u , v und w des Dielektrikums am zugrunde liegenden (kartesischen) Koordinatensystem ausgerichtet, beinhaltet der Tensor lediglich Einträge auf seiner Hauptdiagonalen. Sind er und das Koordinatensystem relativ zueinander verdreht, müssen die Einträge der dann voll besetzten Dyade mithilfe der aus drei Eulerdrehungen [Bro95]

erstellten Rotationsmatrix \mathbf{R} und ihrer Inversen auf das Basissystem bezogen werden.

$$\bar{\varepsilon}_{uvw} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{uu} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{vv} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{ww} \end{pmatrix}, \bar{\varepsilon} = \mathbf{R} \bar{\varepsilon}_{uvw} \mathbf{R}^{-1} \quad (2.9)$$

Für einachsige Materialien wie den hier betrachteten Nematen ist mithilfe des Direktors \vec{n} eine einfachere Beschreibung möglich [Gen74]. So kann der $\bar{\varepsilon}$ -Tensor nach Anwendung des dyadischen Produkts $\vec{n} \otimes \vec{n}$ mit

$$\bar{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} + \Delta\varepsilon \cdot \begin{pmatrix} n_x^2 & n_x n_y & n_x n_z \\ n_x n_y & n_y^2 & n_y n_z \\ n_x n_z & n_y n_z & n_z^2 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

erhalten werden. Der allgemeine Zusammenhang zwischen der dielektrischen Flussdichte \vec{D} und dem elektrischen Feld ist mit der Polarisation \vec{P} durch

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \bar{\varepsilon} \vec{E} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \vec{E} \quad (2.11)$$

gegeben. Über den Ordnungsparameter S sowie die Polarisierbarkeit α sind dabei die makroskopischen Materialeigenschaften mit den mikroskopischen Größen verknüpft.

Dieselben Betrachtungen lassen sich auf die makroskopische Permeabilität μ_r der diamagnetischen Flüssigkristalle ($-1^{-5} \leq \mu_r - 1 \leq 0$) übertragen, da sie ebenfalls ein richtungsabhängiges Verhalten aufweist. Verglichen mit der Anisotropie der Permittivität, ist sie allerdings um mehrere Größenordnungen geringer. Aus diesen Gründen wird der Wert beider Permeabilitätsachsen in allen folgenden Betrachtungen zu $\mu_{r,\parallel} = \mu_{r,\perp} = 1$ angenommen.

Da die elektromagnetische Feldenergie vom Winkel des Direktors abhängt, führt das Bestreben jeden Systems in den Zustand der kleinsten freien Energie zu einer geänderten Gestalt des sich im LC-Volumen ausbreitenden Feldes. Bei LC-Displays wird dies zur Polarisationsdrehung des Lichtstrahls genutzt, um stufenlos schaltbare Zellen zu verwirklichen. Deren Ausnutzung in der Hochfrequenztechnik mittels geführter Wellen in steuerbaren Leitungen wird im fünften Kapitel ausführlich diskutiert. In beiden Fällen wird die Funktionalität der Steuerbarkeit durch die Änderung der LC-Orientierung bezogen auf das einfallende Feld erreicht was bedingt, die Ausrichtung der Flüssigkristalle gezielt zu beeinflussen.

Die dazu genutzten Orientierungsmechanismen können in zwei unterschiedliche Wirkungsweisen unterteilt werden. Zum einen in die sogenannten Oberflächenverankerungen und zum anderen in eine durch ein äußeres Feld erzeugte Ausrichtung, bei der die LC-Direktoren bestrebt sind, sich energetisch günstig entlang der Feldlinien auszurichten. Sie werden im folgenden Abschnitt zusammen mit der zu ihrer Beschreibung entwickelten Kontinuums-theorie für nematische Flüssigkristalle kurz vorgestellt.

2.4 Kontinuumstheorie der Flüssigkristalle

Die von Frank, Zocher und Oseen entwickelte Kontinuumstheorie [Ose33, Zoc33, Fra58] basiert auf der namensgebenden Kontinuität des im vorigen Abschnitt eingeführten Direktors. Sie erlaubt die Beschreibung makroskopischer Eigenschaften eines LC-Volumens einschließlich ihrer dynamischen Prozesse unter Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder.

Ausgangspunkt ist die in einem kleinen LC-Volumen gespeicherte Energie in Abhängigkeit ihrer räumlichen Orientierung, den elastischen Konstanten und dielektrischen Eigenschaften einer ortsfesten, räumlichen Mittelung von LC-Molekülen. Diese Mittelung führt zu einer makroskopischen Betrachtung und ermöglicht deren Eigenschaften über das gerichtete Direktorfeld lokal abzubilden.

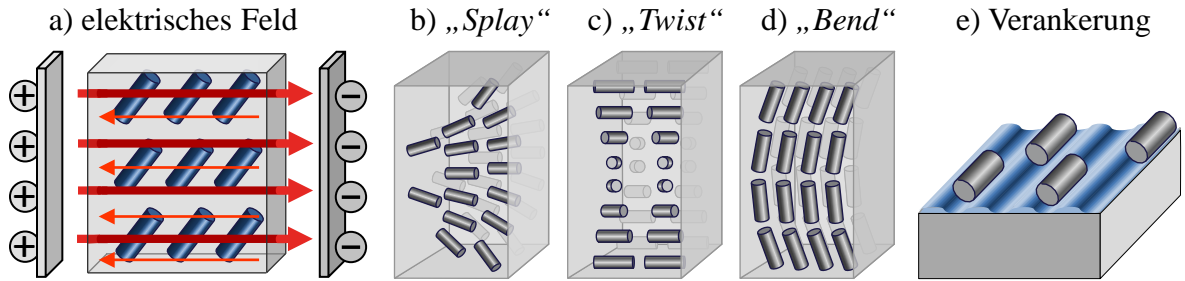


Abb. 2.7: Zur freien Energie beitragende Einflussgrößen: ein einwirkendes elektrisches (oder magnetisches) Feld (a), Direktordeformation (b – d) und Oberflächenenergie (e).

Die Kontinuumstheorie beschreibt den Zustand innerhalb eines LC-Volumens mit einer Summe von Gibbs-Energien (freie Enthalpien), die aus Feld-, Oberflächen- und Verformungsenergien gebildet wird. Hydrodynamische Effekte, lokale Änderungen der Temperatur, des Druckes und der Ordnung bleiben im Folgenden unberücksichtigt.

Verformungsenergiedichten

Da die Moleküle bestrebt sind sich parallel zueinander auszurichten, muss für eine lokale Verformung oder Störung dieser Orientierung Energie aufgebracht werden. Aufgrund der Symmetrie der diese Verformungen abbildenden einachsigen Direktoren ergeben sich drei mögliche Grundtypen von Deformationen, die in Abbildung 2.7b-d dargestellt sind. Sie werden als „Splay“ (Spreizung), „Twist“ (Drehung) und „Bend“ (Biegung) bezeichnet.

Die sich daraus ergebende sogenannte Frank-Oseen-Energiedichte [Gen74] kann mit

$$f_{Elast} = \frac{1}{2}K_{11}(\nabla \cdot \vec{n})^2 + \frac{1}{2}K_{22}(\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2 + \frac{1}{2}K_{33}(\vec{n} \times \nabla \times \vec{n})^2 \quad (2.12)$$

berechnet werden. Die stets positiven Frankschen Elastizitätskonstanten K_{11} , K_{22} und K_{33} sind im Wesentlichen vom Ordnungsparameter, der Temperatur und vom Flüssigkristall abhängig.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten LCs bewegt sich deren Größenordnung bei Raumtemperatur zwischen 7–13 pN für K_{11} , etwa 4–14 pN für K_{22} und 13–48 pN für K_{33} .

Der Zustand der kleinsten gespeicherten Verformungsenergie ist gegeben, wenn die zur Divergenz und Rotation benötigten räumlichen Ableitungen aus Gleichung (2.12) verschwinden, bzw. an keinem Ort innerhalb des Flüssigkristallvolumens ein Gradient, bezogen auf die Direktororientierung, auftritt. Dies wird nur bei einer homogenen Verteilung, d. h. einer einheitlichen Ausrichtung aller Direktoren erreicht.

Oberflächenenergiedichte

Die Energiedichte an den Oberflächen des Flüssigkristalls kann durch

$$f_{\text{Oberfl}} = -\frac{1}{2}K_{24}(\nabla \cdot ((\nabla \cdot \vec{n})\vec{n} + \vec{n} \times \nabla \times \vec{n})) \quad (2.13)$$

formuliert werden [Gen74]. Da sie zu einer sattelförmigen Orientierung der Oberflächendirektoren führt, wird K_{24} auch als „*Saddle-Splay*“-Konstante bezeichnet. Ist die Oberfläche des den Flüssigkristall begrenzenden Materials entsprechend behandelt, kann mit der Verankerungsenergie W der Einfluss einer eingepprägten Ausrichtung des LCs an Rändern mit der sogenannten Rapini-Näherung [Bar91] durch

$$f_{\text{Oberfl}} = -\frac{1}{2} \oint_S W(\vec{n} \cdot \vec{v}) \, dS \quad (2.14)$$

berücksichtigt werden. Sie beschreibt mit dem normierten Vektor \vec{v} , der senkrecht zur Oberfläche steht, die Stärke der Kopplung zwischen der Oberfläche und dem Flüssigkristall.

In den innerhalb dieser Arbeit durchgeführten Betrachtungen bleiben beide Terme unberücksichtigt, da bei den später untersuchten Komponenten zum einen die Werte von W und K_{24} unbekannt sind. Zum anderen wird der Oberflächeneinfluss durch Verwendung vergleichsweise großer LC-Volumen unterdrückt. Stattdessen wird das als „*Strong Anchoring*“ bekannte Prinzip angewandt. Dabei werden eingepprägte Orientierungen als fest vorgegebene Randwerte behandelt, indem die Oberfläche als eine zeitlich unveränderliche Direktorschicht modelliert wird.

Für die oben angesprochene Oberflächenbehandlung bestehen zwei Möglichkeiten. Bei der homöotropen Orientierung werden die Flüssigkristalle senkrecht zur Begrenzungsschicht ausgerichtet, bei der planaren Orientierung tangential.

Bei Anwendungen im Mikrowellenbereich wurde bislang stets die Letztgenannte verwendet. Sie lässt sich beispielsweise durch eine Oberflächenstrukturierung in der Größenordnung einer Moleküllänge, d. h. etwa 10–100 nm, erreichen (vgl. Abbildung 2.7e).

Die gebräuchlichste Methode nutzt die chemische Interaktion des Flüssigkristalls mit einem (meist aufgeschleuderten) Polyimidfilm. Zur Vorgabe des Ausrichtungswinkels muss dieser Film anschließend mechanisch entlang der gewünschten Vorzugsrichtung gerieben werden.

Feldenergiedichte

Wird der Flüssigkristall von einem elektrischen oder magnetischen Feld durchdrungen, wird in Abhängigkeit der Materialpermittivität entsprechend

$$f_{Feld} = -\frac{1}{2}\vec{D} \cdot \vec{E} - \frac{1}{2}\vec{B} \cdot \vec{H} \quad (2.15)$$

Feldenergie im Medium gespeichert. Nach Umformung obiger Gleichung in

$$f_{Feld} = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\vec{E}^2 \left(\Delta\varepsilon_r(\vec{E} \cdot \vec{n})^2 + \varepsilon_{r,\perp} \right) - \frac{1}{2}\mu_0\vec{H}^2 \left(\Delta\mu_r(\vec{H} \cdot \vec{n})^2 + \mu_{r,\perp} \right) \quad (2.16)$$

und unter Voraussetzung einer positiven Anisotropie ergibt sich demnach eine Verringerung der freien Energie, wenn die LC-Direktoren einen möglichst kleinen Winkel mit dem einfallenden Feld einschließen.

Das Streben eines Systems nach dem Zustand der kleinsten freien Energie

$$F = \iiint_V (f_{Elast} + f_{Oberfl} + f_{Feld}) \, dV \quad (2.17)$$

führt zur parallelen Ausrichtung der Direktoren an den elektrischen Feldlinien. Aufgrund stets positiver Beiträge aus den elastischen Energien konkurriert die Verringerung der Enthalpie durch gespeicherte Feldenergie mit deren Verkleinerung, die bei einem verzerrungsarmen Direktorfeld eintritt.

Ist z. B. das elektrische Feld inhomogen oder der Flüssigkristall durch eine feste Ausrichtung an seinen Rändern gebunden, stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein. Bei einem sehr kleinen elektrischen Steuerfeld richten sich die Direktoren entsprechend der tangential eingepprägten Orientierung an den Randschichten aus, wie es anhand eines einfachen Beispiels in Abbildung 2.8a dargestellt ist. Ist die Spannung hingegen ausreichend hoch, überwiegt die günstigere Ausrichtung zu den elektrischen Feldlinien (Abbildung 2.8b).

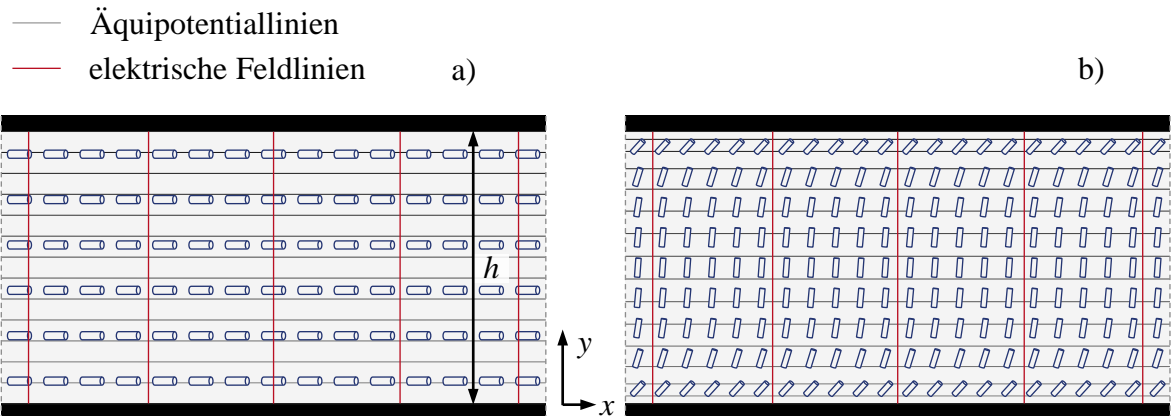


Abb. 2.8: Ausrichtung der Flüssigkristalldirektoren bei einer homogenen und tangentialen starken Randorientierung (a) und einer Spannungsdifferenz zwischen der oberen und unteren elektrisch leitfähigen Platte (b).

Nach Anwendung des Lagrange-Formalismus auf die freie Energie lassen sich die Bewegungsgleichungen für den Direktor ableiten, wodurch der zeitliche Verlauf ihrer Orientierung und

somit das Schaltverhalten bestimmt werden kann.

Für HF-Leiterstrukturen kann deren Berechnung nur numerisch erfolgen, worauf im vierten Kapitel näher eingegangen wird. Anhand einiger Spezialfälle können jedoch charakteristische Merkmale LC-basierter Komponenten analytisch abgeleitet werden. Auf die Berechnung der sogenannten Schwellwertspannung U_{SW} und einer Abschätzung der Schaltzeit wird im Folgenden kurz eingegangen.

2.5 Kenngößen steuerbarer HF-Komponenten und Flüssigkristalle

Frederick-Schwellwertspannung

Betrachtet wird noch einmal die Anordnung gemäß Abbildung 2.8a. Aufgrund der gleichwinkligen Vorzugsrichtung sowohl am oberen als auch am unteren Rand des Flüssigkristalls, tritt bei dieser als Frederick-Zelle bekannten Anordnung keine Verdrehung, sondern ausschließlich Spreizung und Biegung auf. Unter Voraussetzung einer unendlich langen Ausdehnung der Zelle ist die Ausrichtung des Direktors lediglich von y , d. h. seinem Abstand vom unteren Rand abhängig. Er kann deshalb allein mit dem Winkel beschrieben werden, den er mit dem nur aus einer y -Komponente bestehenden elektrischen Feld einschließt. Unter Annahme einer unendlich kleinen LC-Auslenkung kann die Schwellwertspannung mithilfe einer expliziten Formulierung, bei der die freie Energie in diesem Spezialfall minimal ist, mit

$$U_{SW} = \pi \sqrt{\frac{K_{11}}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon_r}} \quad (2.18)$$

berechnet werden [YAN06]. Für einen im Ausgangszustand homogen und nahezu senkrecht zum einfallenden Feld ausgerichteten Flüssigkristall gemäß Abbildung 2.8a gibt sie an, ab welcher Spannung die Orientierung des LCs beeinflusst wird.

Eine weitere aus obiger Beziehung ersichtliche Erkenntnis liegt in der Unabhängigkeit der Schwellwertspannung von der LC-Schichtdicke h , obwohl die Feldstärke linear mit zunehmender Entfernung der Elektroden abnimmt. Da aufgrund der Linearität der Divergenz- ($\nabla \cdot \vec{n}$) und Rotationsoperationen ($\nabla \times \vec{n}$) die zur Verformung notwendige Energie gemäß Gleichung (2.12) ebenfalls skaliert wird, bleibt die Schwellwertspannung eine von der Schichtdicke unabhängige Größe.

Aus dieser Tatsache lässt sich ebenfalls ein wesentlicher Unterschied zu anderen Technologien steuerbarer HF-Dielektrika ableiten. Bei Verwendung von Ferroelektrika oder Ferromagnetika hängt die Steuerbarkeit von der Feldstärke ab. Diese ist bei konstanten Erregungsgrößen, wie dem Stromfluss oder der angelegten Spannung, von der Bauteildimension abhängig. Bei Flüssigkristallen hingegen bleibt die zum Erreichen der gleichen LC-Aussteuerung anzulegende Spannung unabhängig von der geometrischen Skalierung des Systems. Diese Eigenschaft kann zur Umsetzung vergleichsweise voluminöser, d. h. hochgütiger Bauelemente ausgenutzt werden (vgl. Kapitel 5 und 6).

Auf der anderen Seite wird die Schaltzeit sehr stark von der Schichtdicke bestimmt, sodass für deren Dimensionierung jeweils anwendungsabhängige Grenzen gesetzt werden müssen.

Die Voraussetzung für die Herleitung der Schwellwertspannung besteht in einem nahezu senkrecht auf den Direktor einwirkenden elektrischen Feld. Dabei entspricht U_{SW} auch nur für diesen Fall tatsächlich einer Schwelle. Bei Feldern, die von vornherein schräg zur Vorzugsrichtung des Flüssigkristalls stehen, wie es beispielsweise in der Nähe von Leiterbahnkanten auftreten kann, verschleift sich der Aussteuerverlauf im unteren Spannungsverlauf. Doch auch für diese Fälle kann mit obiger Gleichung abgeschätzt werden, ab wann sich eine starke Abhängigkeit der LC-Orientierung von der Spannung ausprägt (vgl. hierzu Abbildung 6.23).

Abschätzung der Schaltzeit

Die Abschätzung der schichtdicken- und materialabhängigen Schaltzeiten gelingt für dieselbe Struktur (Abb. 2.18a) nach Anwendung der oben angesprochenen Lagrangeschen Bewegungsgleichung mithilfe des der Bewegung entgegenwirkenden dissipativen Moments. Es ist mit einer Materialkonstanten, der Rotationsviskosität γ_{Rot} , verknüpft.⁴

Da das Erreichen eines beliebigen Endzustands durch Ausgleichsvorgänge der LC-Ausrichtung unendlich lang dauert, hat sich die Angabe der benötigten Zeit von 10 auf 90 % bzw. von 90 auf 10 % des angestrebten Endzustands etabliert.

Betrachtet wird zunächst die Ausschaltzeit, d. h. die Zeitdauer gemäß oberer Definition, die benötigt wird bis nach dem Entfernen einer Spannungsdifferenz zwischen den Platten gemäß Abbildung 2.8b die Verteilung der Direktoren wieder nahezu ihren ursprünglichen Zustand angenommen haben (Abb. 2.8a).

Ausgangspunkt ist die zeitabhängige Verteilung der Direktoren, die näherungsweise durch

$$\Theta_m(y,t) \approx \Theta_m \cdot \sin\left(\frac{\pi y}{h}\right) \cdot e^{-t/\tau_0} \quad \text{mit: } \tau_0 = \frac{\gamma_{Rot} \cdot h^2}{K_{11} \cdot \pi^2} \quad (2.19)$$

ausgedrückt werden kann [Gen74]. Hierbei ist $\Theta_m(y,t)$ der Winkel eines beliebigen Direktors und Θ_m der Direktorwinkel in der Mitte der Zelle ($y = h/2$) zum Zeitpunkt, in dem die Spannung abgeschaltet wird. Die Berechnung der Schaltzeit aus obiger Beziehung hängt davon ab, auf welche physikalisch messbare differenzielle Größe sie bezogen wird. Für Anwendungen in der Optik ist die Phase oder Transmission einer von oben auf die Zelle einfallenden Freiraumwelle von Bedeutung⁵, für einen steuerbaren Parallelplattenkondensator die Änderung des Kapazitätsbelags C' . Dessen zeitabhängiger Verlauf lässt sich durch

$$C'(t) = C'_\perp \left(\frac{\Delta\epsilon}{2\epsilon_\perp} \Theta_m \cdot e^{-2t/\tau_0} + 1 \right) = \frac{\epsilon_{eff}(t)}{h} \quad \text{mit: } C'_\perp = \frac{\epsilon_\perp}{h} \quad (2.20)$$

beschreiben [Sch83]⁶.

⁴Es sei an dieser Stelle bemerkt, dass für anisotrope Flüssigkeiten mehrere Viskositäten definiert sind. Innerhalb dieser Arbeit ist ausschließlich γ_{Rot} von Bedeutung.

⁵In [Wan03] ist die Verknüpfung der Direktororientierung mit der Schaltzeit optischer Zellen angegeben.

⁶Diese Beziehung liefert eine sehr gute Näherung, wenn der Winkel Θ_m kleiner 60° ist. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass sich der Fehler im Fall größerer Aussteuerungen aufgrund des exponentiellen Verlaufs nur geringfügig auswirken wird.

Bei Mikrowellenkomponenten, wie den in dieser Arbeit untersuchten Verzögerungsleitungen, entspricht die Änderung der Phasendifferenz φ vom Ein- und Ausgangssignal der sich innerhalb der Struktur ausbreitenden quasi-TEM-Parallelplattenmode der geeigneten Bezugsgröße für die Schaltgeschwindigkeit. Sie hängt linear mit dem zeitlichen Verlauf der Phasenkonstante β zusammen. Deren Änderung kann aufgrund des gleichen Feldverlaufs (ohne Betrachtung der frequenzabhängigen Feldverzerrung in inhomogenen Dielektrika) über die effektive Permittivität $\varepsilon_{\text{eff}}(t)$ in einfacher Weise mit der Änderung des Kapazitätsbelags verknüpft werden:

$$\varepsilon_{\text{eff}}(t) = \frac{\beta(t)^2}{\mu \omega} = h \cdot C'(t) \quad \text{und} \quad \varepsilon_{\perp} = \frac{\beta_{\perp}^2}{\mu \omega} = h \cdot C'_{\perp}. \quad (2.21)$$

Nach dem Ersetzen der effektiven Permittivität in Gleichung (2.20) durch die obige Beziehung lässt sich die Ausbreitungskonstante in Abhängigkeit der Zeit mit

$$\beta(t) = \sqrt{\mu \omega \left(\varepsilon_{\perp} + \frac{1}{2} e^{-2t/\tau_0} \Theta_m \Delta \varepsilon \right)} \quad (2.22)$$

formulieren. Daraus kann der Ausgangs- und Endzustand nach Einsetzen von $t = 0$ und $t \rightarrow \infty$ mit

$$\beta_{t=0} = \sqrt{\mu \omega \left(\varepsilon_{\perp} + \frac{1}{2} \Theta_m \Delta \varepsilon \right)} \quad (2.23)$$

$$\beta_{t \rightarrow \infty} = \sqrt{\mu \omega \varepsilon_{\perp}} = \beta_{\perp} \quad (2.24)$$

und somit die Änderung der Ausbreitungskonstanten zu

$$\Delta \beta = \beta_{t=0} - \beta_{t \rightarrow \infty} = \sqrt{\mu \omega \left(\varepsilon_{\perp} + \frac{1}{2} \Theta_m \Delta \varepsilon \right)} - \sqrt{\mu \omega \varepsilon_{\perp}} \quad (2.25)$$

angegeben werden. Durch Zuweisen der zur Schaltzeit gemäß oberer Definition geforderten Änderung von β

$$\beta_{\perp} + \frac{9}{10} \Delta \beta = \sqrt{\mu \omega \left(\varepsilon_{\perp} + \frac{1}{2} e^{-2t_1/\tau_0} \Theta_m \Delta \varepsilon \right)} \quad (2.26)$$

$$\beta_{\perp} + \frac{1}{10} \Delta \beta = \sqrt{\mu \omega \left(\varepsilon_{\perp} + \frac{1}{2} e^{-2t_2/\tau_0} \Theta_m \Delta \varepsilon \right)} \quad (2.27)$$

und dem Einsetzen von τ_0 aus Gleichungen (2.19) in die obige Beziehung, lässt sich die 90 % auf 10 % -Schaltzeit der Phasenverschiebung von LC-gefüllten Wellenleitern mit

$$K_{WL} = \frac{1}{2} \left(\log(9 \Theta_m \Delta \varepsilon - A) - \log \left(\frac{\Theta_m \Delta \varepsilon}{9} - A \right) \right) \quad (2.28)$$

$$A = 4 \varepsilon_{\perp} - \sqrt{8 \varepsilon_{\perp} (2 \varepsilon_{\perp} + \Theta_m \Delta \varepsilon)} \quad (2.29)$$

zu

$$T_{10}^{90} = t_2 - t_1 = \frac{\gamma_{\text{Rot}} \cdot h^2}{K_{11} \cdot \pi^2} \cdot K_{WL} \quad (2.30)$$

ausdrücken. Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (2.30) entspricht der Direktor-Orientierungszeit und wird in der Literatur häufig als Schaltzeit von LC-Zellen definiert. Bezieht man sie auf die Phase oder Ausbreitungskonstante von Wellenleitern, ergibt sich ein Korrekturfaktor $K_{WL} > 1$, der neben der Auslenkung im Ausgangszustand Θ_m auch vom Verhältnis der Permittivitäten $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\perp$ abhängt. Dies scheint zunächst etwas verwunderlich, ergibt sich aber aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen der Phasenverschiebung und der effektiven Permittivität gemäß Gleichung (2.21).

Ausgehend von einer Vollaussteuerung ($\Theta_m = \pi/2$) und den LC-typischen Materialpermittivitäten im Mikrowellenbereich ergibt sich gegenüber der Direktororientierungszeit eine Verlängerung der Schaltzeit um etwa 10 bis 13 %.

In unterer Abbildung sind die normierten Verläufe der Phasenänderung unterschiedlich dicker LC-Schichten anhand des Flüssigkristalls K15 dargestellt. Mit zunehmender Schichtdicke erhöht sich die Schaltzeit gemäß Gl. (2.30) quadratisch, sodass die Verwendbarkeit von Verzögerungsleitungen mit dieser Steuermethode bei großen LC-Volumen eingeschränkt ist.

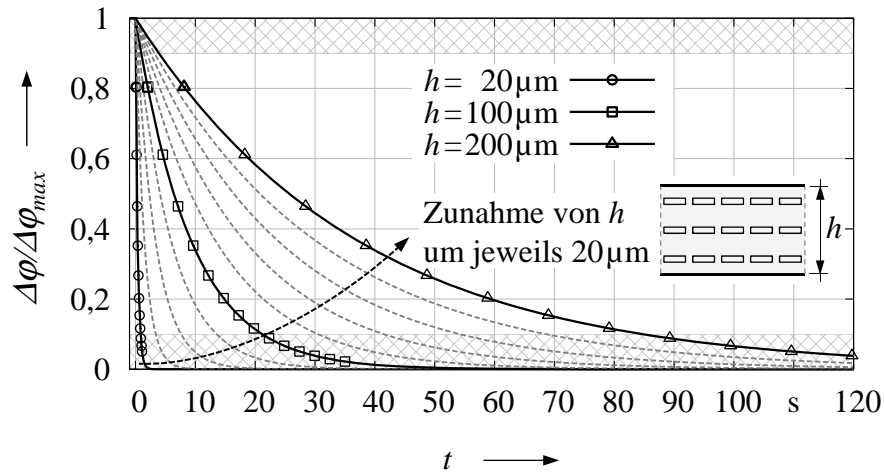


Abb. 2.9: Verlauf der normierten Phasenänderung der TEM-Parallelplattenmode. Die Parameter des Flüssigkristalls (K15) sind: $\gamma_{\text{Rot}} = 0,126 \text{ Pa s}$, $K_{11} = 7,0 \text{ pN}$, $\varepsilon_{r,\perp} = 2,65$ und $\Delta\varepsilon_r = 0,3$.

Gleichung (2.30) ermöglicht aufgrund ihrer zugrunde liegenden Näherungen zunächst nur eine qualitative Auswertung. Trotzdem ergibt der Vergleich mit veröffentlichten Ergebnissen gemessener Schaltzeiten von LC-Phasenschiebern eine zum Teil sehr hohe Übereinstimmung. Allerdings können durch schwache Oberflächenverankerung und bei Aussteuerung mit Gleichspannung durch Ionen erzeugte Gegenfelder entstehen, die der idealen Relaxation der Flüssigkristallmoleküle entgegenwirken. In diesem Fall kann die Schaltzeit durch Verwendung niederfrequenter Wechselfelder verringert werden [Goe10].

Zum Vergleich sind in Tabelle 2.1 gemessene Ausschaltzeiten von LC-Phasenschiebern zusammen mit den theoretischen Werten aus Gleichung (2.30) dargestellt.

Die Einschaltzeit hingegen hängt von der verwendeten Spannungshöhe ab und kann deshalb in weiten Grenzen eingestellt werden. Zwischenzustände können mit einer aus dem Displaybereich

Tabelle 2.1: Schaltzeiten von LC-gefüllten Phasenschiebern. Die der obersten Zeile ist [Goe10] entnommen, die beiden darunter [Kar11c].

LC	h	γ_{Rot}	$\varepsilon_{r,\perp}$	$\Delta\varepsilon_r$	K_{11}	τ_0	T_{10}^{90} (Ref.)	T_{10}^{90}
K15	23 μm	0,126 Pa s	2,6	0,4	7,0 pN	0,96 s	3,5 s	1,1 s
Mix A	98 μm	0,050 Pa s	2,6	0,3	7,0 pN	6,95 s	8,1 s	7,7 s
TUD-566	98 μm	2,100 Pa s	2,45	0,84	13,0 pN	157 s	176 s	177 s

bekannten Technik, dem „*Overshooting*“, ebenfalls „beliebig“ schnell erreicht werden, sodass die Ausschaltzeit als begrenzende Eigenschaft verbleibt, da sie nur von der LC-Schichthöhe und den Materialeigenschaften abhängig ist. Aus diesem Grund wird die Berechnung der Einschaltzeit für Wellenleiter an dieser Stelle nicht weiter vertieft, sie kann aber mithilfe der Direktororientierungszeit für Einschaltvorgänge (u. a. in [Kho93]) auf ähnlichem Weg abgeleitet werden.

Um auch bei LC-Rückstellvorgängen der Zeitabhängigkeit von lediglich materialspezifischen Eigenschaften und der Schichtdicke zu entgehen, werden im fünften Kapitel alternative Schaltkonzepte für HF-Leiter entwickelt und qualitativ bewertet.

Gegenüber den Flüssigkristallen sind nicht steuerbare isotrope Dielektrika durch die Angabe der frequenz- und temperaturabhängigen komplexen Permittivität und Permeabilität hinsichtlich ihrer Wirkungsweise auf ein elektromagnetisches Feld vollständig beschrieben.⁷

Bei Verwendung steuerbarer Dielektrika kommen weitere Kriterien, wie die Materialsteuerbarkeit (τ) hinzu. Im Folgenden wird deshalb auf deren wesentlichsten Kenngrößen eingegangen, um den Vergleich verschiedener Materialien miteinander ermöglichen.

Kenngrößen steuerbarer Materialien

Ein wesentliches Qualitätsmerkmal steuerbarer Dielektrika ist die dimensionslose Materialsteuerbarkeit τ_{LC} . Für Flüssigkristalle wird sie aus dem Verhältnis der Permittivitätsdifferenz $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ und ihrer höchsten Permittivität gebildet

$$\tau_{LC} = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_{\parallel}}. \quad (2.31)$$

Die höchste Permittivität entspricht bei allen bisher untersuchten Flüssigkristallen im Mikrowellenbereich derjenigen der langen Achse, d. h. ε_{\parallel} . Bei mikrowellenoptimierten LCs liegt die Materialsteuerbarkeit um etwa 0,2 bis 0,27, was im Vergleich mit herkömmlichen Technologien einen verhältnismäßig kleinen Wert darstellt. In Abhängigkeit der verwendeten Spannung können mit BST-Dick- und Dünnschichtfilmen Steuerbarkeiten von 0,5 bis 0,9 realisiert werden. An deren oberer Grenze bewegen sich ebenfalls die technologisch aufwendigen Halbleiter- und MEMS Strukturen.

⁷Unter der Voraussetzung, dass eine Nichtlinearität durch Nichtsteuerbarkeit ausgeschlossen wird.

Die Stärke der Flüssigkristalle wird ersichtlich, wenn das als Materialgüte η bekannte Verhältnis aus Steuerbarkeit und dem höchsten Verlustwinkel gebildet wird

$$\eta = \frac{\tau_{LC}}{\tan(\delta)_{max}}. \quad (2.32)$$

Bei Frequenzen um 30 GHz erreichen einige Flüssigkristalle η -Werte größer 40 [Goe09], was gegenüber Technologien mit Ferroelektrika oder Ferromagnetika mehr als eine Verdopplung darstellt.

Sowohl die Steuerbarkeit als auch die Materialgüte üben einen wesentlichen Einfluss auf die Eigenschaften der mit ihnen realisierten Komponenten aus. Im Folgenden werden deshalb die wesentlichsten Kenngrößen steuerbarer Mikrowellenkomponenten wie Verzögerungsleitungen beschrieben, die auch den Vergleich verschiedener Leitungstopologien miteinander ermöglichen.

Kenngrößen steuerbarer Verzögerungsleitung

Die Steuerbarkeit einer Verzögerungsleitung kann als Absolutwert einer Komponente oder als erreichbare Phasenverschiebung je Länge für verschiedene Leitertopologien angegeben werden. Beide Größen sind für quasi-TEM-Leiter näherungsweise linear von der Frequenz abhängig.

$$\tau_\varphi = \frac{\Delta\varphi}{l}; \quad [\tau_\varphi] = ^\circ/\text{m} \quad (2.33)$$

Eine weitere Möglichkeit besteht in der Normierung von τ_φ auf die maximal erreichbare Steuerbarkeit, die mit dem jeweiligen Flüssigkristall erreicht werden kann. Bei einer vollständig LC-gefüllten Leitung ohne weitere Dielektrika kann sie den Wert eins betragen, sind weitere Dielektrika vorhanden oder ist die LC-Ausrichtung in den Steuerendzuständen nicht genau senkrecht und parallel zum elektrischen HF-Feld liegt sie darunter. In diesem Fall entspricht τ_φ einer Steuereffizienz, d. h. einem von der Leitertopologie abhängigem Maß, wie gut der Flüssigkristall zur Phasenänderung ausgenutzt wird.

Eine vorgegebene Phasenverschiebung wird mit umso kürzeren Leitungslängen erreicht, je höher deren Steuerbarkeit ist. Gegenüber nicht steuerbaren Dielektrika kann es hierbei sinnvoll sein, Leitungen mit höhere Verlusten in dB/m für eine höhere Steuerbarkeit in Kauf zu nehmen, um insgesamt eine bessere Performanz („*Figure of Merit*“, FoM) zu erreichen. Gemäß ihrer aus der Literatur gebräuchlichsten Definition für Phasenschieber ist sie durch das Verhältnis der erreichbaren Phasenverschiebung und der höchsten Einfügedämpfung ED definiert

$$FoM = \frac{\Delta\varphi}{ED_{max}}; \quad [FoM] = ^\circ/\text{dB}, \quad (2.34)$$

sodass sich eine von der Leitungslänge unabhängige Größe ergibt. Sind die metallischen Verluste einer quasi-TEM-Leitung sehr klein gegenüber den dielektrischen, ist die FoM ebenfalls von der Frequenz unabhängig.

Tabelle 2.2: *Vergleich verschiedener Phasenschiebertechnologien.*

Technologie	Topologie	FoM	Freq. in GHz	Ref.
Varaktoren FET Pin Dioden	belastete Koplanarleitung	70	5-6	[Ell03]
	belastete Leitung (5-Bit)	23	6-18	[Boi95]
	belastete Leitung	32	60	[JH87]
MEMS	belastete Koplanarleitung	86	30	[Bar98]
	belastete Streifenleitung (4 Bit)	150	15	[Pil12]
	belastete Streifenleitung (4 Bit)	100	30	[Pil12]
BST	belastete Koplanarleitung	45	8-11	[Saz11]
	belastete Koplanarleitung	60	12-13	[Muk07]
LC	Streifenleitung	100	20-25	[Mül04]
	Finleitung	80	28-38	[Mül05]
	Steghohlleiter	70	70-110	[Mue06]
	belastete Koplanarleitung	50	15-20	[Goe09]
	belastete Streifenleitung	50	15-20	[Kar11a]

Beide Leitungseigenschaften ermöglichen einen direkten Vergleich verschiedener Bauarten und Topologien. In obiger Tabelle ist hierzu eine repräsentative Auswahl veröffentlichter Phasenschieber einschließlich aktiver Ausführungsformen und MEMS gegenübergestellt.

Ersichtlich ist die Abhängigkeit der erreichbaren FoM von der verwendeten Technologie bzw. den Eigenschaften des zugrunde liegenden, dielektrisch steuerbaren Materials und der Betriebsfrequenz.

Zusammenhänge zwischen Material- und Leitungseigenschaften

Der Zusammenhang zwischen der Materialgüte η und der erreichbaren Phasenschieberperformance kann mit einer Hilfsmaßeinheit, dem Neper (Np), nach [Mül07] über

$$FoM = \frac{360}{\pi (1 \text{ Np})} \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - \tau_{LC}}}{\tan(\delta)} \approx \frac{180}{\pi (1 \text{ Np})} \cdot \frac{\tau_{LC} + \tau_{LC}^2/4}{\tan(\delta)} \approx 6,6 \cdot \eta \quad (2.35)$$

für TEM-Leiter abgeschätzt werden. Diese Gleichung gilt unter der Bedingung, dass keine ohmschen oder dielektrischen Verluste nicht steuerbarer Materialien hinzukommen und setzt einen vom Steuerzustand unabhängigen Verlustwinkel des Flüssigkristalls voraus.

Bei allen bisher untersuchten LCs wird der größte Beitrag zur Einfügedämpfung bei einer Direktororientierung senkrecht zum elektrischen Feld der HF-Leitungsmode, d. h. bei der kürzesten elektrischen Länge eines Phasenschiebers geleistet. Aus diesem Grund erhöht sich die theoretisch erreichbare Performanz im Vergleich zu den Ergebnissen aus obiger Gleichung. Die Berechnung der FoM für LC-basierte Verzögerungsleitungen kann nach einer Näherung

für verlustarme Dielektrika über

$$FoM = \frac{360 \sqrt{\varepsilon'_{r,\perp}} (\sqrt{\varepsilon'_{r,\parallel}} - \sqrt{\varepsilon'_{r,\perp}})}{\varepsilon''_{r,\perp} (1 \text{ Np}) \pi} \quad (2.36)$$

und nach Umformung zu

$$FoM = \frac{360}{(1 \text{ Np}) \pi \tan(\delta)_{\perp}} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon'_{r,\parallel}}{\varepsilon'_{r,\perp}}} - 1 \right) \quad (2.37)$$

bzw.

$$FoM = \frac{360}{(1 \text{ Np}) \pi} \cdot Q_{LC} \quad \text{mit} \quad Q_{LC} = \frac{1}{\tan(\delta)_{\perp}} \left(\sqrt{\frac{1}{1 - \tau_{LC}}} - 1 \right) \quad (2.38)$$

erhalten werden. Unter obiger Voraussetzung einer von $\tan(\delta)_{\perp}$ dominierten Einfügedämpfung, einer über alle Steuerzustände konstanten Feldverteilung sowie geringen dielektrischen LC-Verlusten, würde ein Qualitätskriterium gemäß Q_{LC} durch $FoM \approx 13,2 \cdot Q_{LC}$ eine einfache und gleichzeitig sehr genaue Abschätzung der theoretisch erreichbaren Phasenschiebergüte ermöglichen. Die unter den oben genannten Bedingungen erreichbare FoM für verschiedene Flüssigkristalle ist in folgender Tabelle dargestellt.

Tabelle 2.3: Mit unterschiedlichen Flüssigkristallen erreichbare Phasenschiebergüte.

LC	$\varepsilon_{r,\parallel}$	$\varepsilon_{r,\perp}$	$\tan(\delta)_{\perp}$	τ_{LC}	η	FoM nach Gl. (2.38)
K15	2,99	2,61	0,0263	0,127	4,83	35,27°/dB
GT3	3,2	2,5	0,0143	0,24	16,95	137,38°/dB
TUD-566	3,29	2,45	0,0067	0,255	38,11	312,72°/dB

Ein Vergleich mit Messwerten der Phasenschiebergüte aus Tabelle 2.2 zeigt, dass deren Potenzial bislang nur annähernd ausgeschöpft werden kann. Dies ist im Wesentlichen auf zusätzliche metallische Verluste von z.B. Leiterbahnen zurückzuführen, deren negativer Einfluss durch die geringe LC-Steuerbarkeit zusätzlich vergrößert wird.

Werden anstelle von Phasenschiebern Leitungsresonatoren zur Umsetzung steuerbarer Filter betrachtet, kann die Bestimmung ihrer Kenngrößen (die relative Änderung der Mittenfrequenz bei vollständiger LC-Füllung und ihrer kleinsten unbelasteten Güte) unter Voraussetzungen kleiner Verlustwinkel zu

$$\frac{f_{\perp}}{f_{\parallel}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}}} \quad \text{und} \quad Q_{0,min} = \frac{1}{\tan(\delta)_{\perp}} \quad (2.39)$$

angegeben werden. Für steuerbare Kapazitäten ohne Berücksichtigung parasitärer Serienresonanzen folgt

$$\frac{C_{\perp}}{C_{\parallel}} = \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \quad \text{und} \quad Q_{0,min} = \frac{1}{\tan(\delta)_{\perp}}. \quad (2.40)$$

Aufgrund der direkten Verknüpfung der Materialparameter mit der theoretisch erreichbaren Performanz, konzentriert sich die Forschung auf dem Gebiet der dielektrisch steuerbaren Mikrowellenkomponenten zum einen in der Materialwissenschaft mit dem Ziel, das Verhältnis zwischen Steuerbarkeit und Materialverlusten zu verbessern [Pau07, Lap11b].

Zum anderen werden die Aufbaukonzepte und -techniken steuerbarer HF-Bauteile weiterentwickelt. Dies betrifft sowohl deren Kompatibilität mit Standardprozessen wie LTCC [Tic08, Heu12, Kar12], als auch die Untersuchung und Entwicklung geeigneter Schaltungen und Leitungstopologien zur Verbesserung der erreichbaren Performanz von Kernkomponenten der Mikrowellentechnik [Saz10b, Str12].

Die Schwerpunkte obiger Entwicklungen liegen im technologischen Bereich, wobei die Herangehensweise an den Entwurf einer Schaltung in der Regel phänomenologischer Natur ist. Dabei wird, ausgehend von der Entwicklung einer nicht steuerbaren Schaltung für beispielsweise einen Zustand in der Mitte des Steuerbereichs, die Schaltung iterativ durch Analyse der Auswirkungen geänderter Materialeigenschaften in Leitungen oder Kondensatoren entworfen (z. B. in [Xu01, Ber10]). Dieser Ansatz ist auch naheliegend, da die Modellierung vieler steuerbarer Komponenten wie den bisher betrachteten Leitungsphasenschiebern, vergleichsweise einfach ist. Außerdem wird aufgrund der tendenziell höheren Verluste steuerbarer Komponenten bei Weitem nicht die Schaltungskomplexität angestrebt, wie sie beispielsweise bei mehrkreisigen Filtern hoher Güte benötigt wird. Trotzdem wurden für die Auslegung einiger spezifischer HF-Filterstrukturen bereits individuelle Methoden entwickelt, die insbesondere die Steuerbarkeit der Bandbreite und Mittenfrequenz adressieren. Beispiele für diese Vorgehensweise finden sich für Compline-Filter u. a. in [Hun82] und in [LCS12, Kaw09, Oru10] wird der Entwurf von Patchfiltern, Ringresonatoren und zweipoligen Bandstopppfiltern jeweils mit steuerbaren Varaktoren diskutiert.

Der Vorteil dieser Verfahren gegenüber allgemeineren Betrachtungen mit reinen Reaktanzen besteht in der direkten Anwendbarkeit auf Problemstellungen, die in der jeweiligen HF-Struktur umgesetzt werden sollen.

Andererseits ermöglichen die fortschrittlichen Methoden der Systemtheorie auch die Entwicklung (nicht steuerbarer) analoger Schaltungen mit zunächst konzentrierten Bauelementen, deren endliche Bauteilgüte mitberücksichtigt wird [Mir08], sodass die stärkere Adaption der modernen Netzwerksynthese und eine anschließende Transformation auf die gewählte HF-Struktur vorteilhaft scheint. Darüber hinaus führt ihre deduktive Methodik [Unb88] zu einer Systematik im Schaltungsentwurf, welche obige Ansätze kaum erreichen können.

Im folgenden Abschnitt wird deshalb –unabhängig von technologischen Aspekten und spezifischen Strukturen– untersucht, inwieweit für den Entwurf von HF-Schaltungen geeignete Syntheseverfahren zur Entwicklung steuerbarer Schaltungen adaptiert werden können.

Kapitel 3

Synthese steuerbarer passiver HF-Schaltungen

Die Ursprünge der Netzwerksynthese begannen in den zwanziger Jahren um elektrische Schaltungen anhand eines vorgegebenen Verhaltens auf systematischem Weg zu bestimmen [Unb88]. Um nicht von vornherein unnötige verlustbehaftete Elemente oder schwer zu realisierende Kopplungen zu benötigen, kann der Entwurfsprozess in der HF-Technik auf Methoden begrenzt werden, welche eine vorgegebene Übertragungsfunktion in eine nur aus Reaktanzen bestehende, übertragerfreie und zwischen zwei Widerständen eingebettete Schaltung entwickeln. Davon ausgehend ermöglichen geeignete Transformationen die Überführung einer so gewonnenen Prototypenschaltung in eine HF-Schaltung mit verteilten Elementen. Aus deren Gestalt kann die erste Näherung der geometrischen Dimensionierung eines physikalischen Netzwerks mithilfe geeigneter Modelle elementweise bestimmt werden. In Abbildung 3.1 ist dies schematisch dargestellt.

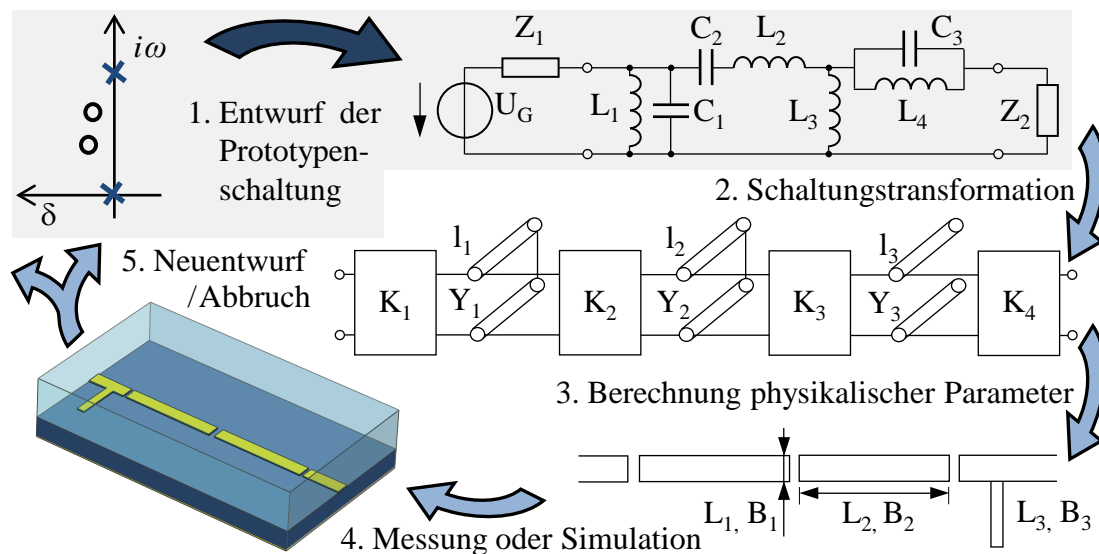


Abb. 3.1: Entwurfsverfahren passiver Hochfrequenzschaltungen.

Sind die modellbedingten Abweichungen einer anschließenden Simulation oder Messung der entworfenen Schaltungen noch nicht tolerierbar, können die Modelle nach dieser Erkenntnis innerhalb eines engen Geometrieraumes dem tatsächlichen Verhalten angenähert werden (Bandlervorgang [Ban94]). Eine andere Möglichkeit besteht in der Vorgabe einer geänderten Übertragungsfunktion, welche diese Differenz berücksichtigt. Beide Methoden nähern sich daraufhin iterativ dem gewünschten Verhalten an, wobei die Konvergenzgeschwindigkeit von der Qualität der verwendeten Modelle abhängig ist. Da viele der zur Simulation verwendeten Programme über geeignete Schnittstellen zu deren Steuerung verfügen [Off, Das, Mic], erfolgt der moderne HF-Schaltungsentwurf weitestgehend rechnergestützt. Für wiederkehrende Problemstellungen ermöglicht er durch die Verknüpfung der zur Synthese und Analyse verwendeten Programme einen hohen Grad an Automatisierung.

Zur Umsetzung derartiger Verfahren auf steuerbare Schaltungen wird in folgenden Betrachtungen der Schwerpunkt auf den ersten hierzu notwendigen Schritt gelegt: die Entwicklung einer Prototypenschaltung aus einer gegebenen Spezifikation, durch die das elektrische Verhalten eines linearen Zweitors festgelegt wird.

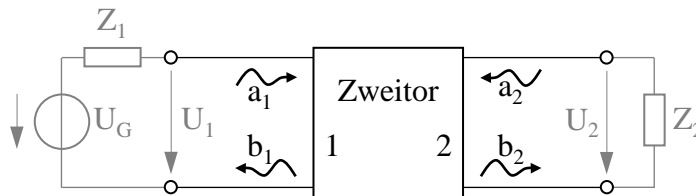


Abb. 3.2: Zweitor- bzw. Vierpolschaltung.

Da bei Netzwerken der Mikrowellentechnik allgemein keine eindeutige Zuordnung von Strom- und Spannungsgrößen getroffen werden kann [Sim89], werden ihre Eigenschaften mithilfe der frequenzabhängigen Streumatrix \mathbf{S} beschrieben. Deren Einträge sind mit den vor- und rücklaufenden Wellengrößen a und b aus Abbildung 3.2 verknüpft [Zin90].

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}, \quad \text{mit} \quad \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \mathbf{S} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Wesentlich für das Gelingen der obigen HF-Schaltungssynthese ist, dass ihr Verhalten hinreichend genau mit einer Verkettung idealer Reaktanzen (vgl. Abbildung 3.1) angenähert werden kann. Unter dieser Voraussetzung wird die Beschreibung der vier Streuparameter eines Mikrowellenzweitors mit gebrochen rationalen Funktionen ermöglicht, wofür lediglich drei Polynome ausreichend sind.¹ Sie werden im Folgenden mit $p(i\omega)$, $f(i\omega)$ und $e(i\omega)$ bezeichnet.

Mit $s = i\omega$ gilt für den im Folgenden betrachteten Vorwärts-Übertragungsfaktor S_{21} und für

¹Durch Wahl einer entsprechend hohen Ordnung der daran beteiligten Polynome kann die Abbildungsgenauigkeit einer physikalischen Struktur verbessert werden. Allerdings wird die Umsetzung von komplizierten Prototypfunktionen in geometrische Größen und das gesamte Verfahren gemäß Abbildung 3.1 wesentlich aufwendiger.

den Eingangsreflexionsfaktor S_{11}

$$S_{21} = K_{S21} \cdot \frac{p(s)}{e(s)} \quad \text{und} \quad S_{11} = K_{S11} \cdot \frac{f(s)}{p(s)}. \quad (3.2)$$

Für passive Netzwerke ergibt sich deren Zusammenhang durch die Leistungsbilanz mit

$$|S_{21}|^2 + |S_{11}|^2 \leq 1, \quad (3.3)$$

wonach für verlustfreie Schaltungen wegen $p(s) \cdot p(-s) = |p(s)|^2$ die bekannte Feldtkellergleichung

$$e(s)e(-s) = K_0^2 f(s)f(-s) \pm p(s)p(-s) \quad (3.4)$$

abgeleitet werden kann. Für eine im obigen Sinne vollständige Beschreibung verlustfreier Zweitore ist daher die Vorgabe von zwei Polynomen und einem Faktor K_0 ausreichend.

Die Entwicklung einer Schaltung wird häufig anhand der Eingangsimpedanzfunktion

$$Z_1 = \frac{e(s) \mp f(s)}{e(s) \pm f(s)} \quad (3.5)$$

durchgeführt, deren Zähler und Nenner die Eigenschaften von Hurwitzpolynomen aufweisen müssen, damit eine derart beschriebene Schaltung realisierbar ist. Zusätzlich dürfen sich die Nullstellen n^e und n^f von $e(s)$ und $f(s)$ mit $\Re(n) \leq 0$ nur auf der abgeschlossenen linken Halbebene befinden.

Betrachtet werden zunächst verlustfreie Zweitore am Beispiel eines einfachen Filters, dessen Vorgabe am zweckmäßigsten mit der charakteristischen Funktion

$$K(s) = K_0 \cdot \frac{f(s)}{p(s)} \quad (3.6)$$

erfolgt [Unb88]. Die Wahl der vier Nullstellen von S_{11} d. h. von $f(s)$ zu $\pm 1,195i$ und $\pm 1,2i$, die Vorgabe einer einfachen Nullstelle bei 0 und zwei endlichen Übertragungsnullstellen von S_{21} bzw. $p(s)$ bei $\pm 1,22i$ und K_0 zu 200, führt zum schwarz eingezeichneten Verlauf der Einfüge- und Rückflusssdämpfung aus Abbildung 3.3. Auf der rechten Seite in unterer Abbildung sind zwei mögliche Netzwerktopologien zu deren Umsetzung dargestellt, deren Elementwerte durch sukzessive Abspaltung von Teilfunktionen aus der Eingangsimpedanzfunktion gewonnen werden können [Unb88].

Wird anstelle einer Schaltung nach obigen Vorgaben ein steuerbares Netzwerk spezifiziert, kommen veränderliche Terme hinzu. Hierfür wird zunächst der einfachste Fall betrachtet, der sich ergibt, wenn das Verhalten einer Schaltung als kontinuierlicher Verlauf zwischen zwei festen Endzuständen vorgeschrieben ist. Als Beispiel dienen die zwei in Abbildung 3.3 dargestellten Zustände, wobei die schwarz gezeichneten Dämpfungsfunktionen dem ersten Steuerzustand und die Grauen dem zweiten entsprechen. Er unterscheidet sich durch eine Verschiebung von 0,2 Hz der endlichen Null- und Polstellen von $K(s)$ in Richtung niedrigerer Frequenzen.

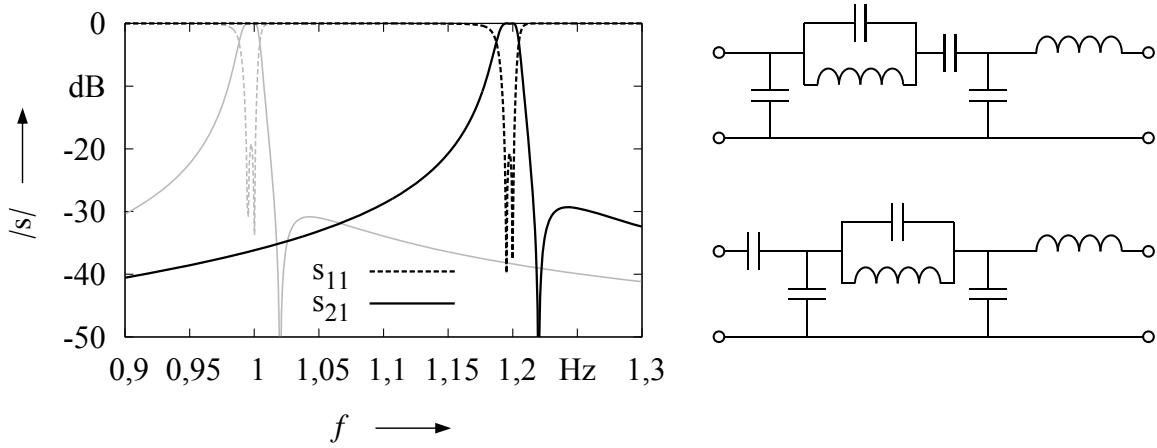


Abb. 3.3: Rückfluss- und Einfügedämpfung einer zweipoligen Filterfunktion und zwei mögliche Ausführungsformen.

Es ist offensichtlich, dass die Elementwerte einer gewählten Topologie für beide Endzustände unter Voraussetzung der gleichen Abspaltreihenfolge aus der Netzwerksynthese einer jeweils nicht steuerbaren Schaltung gewonnen werden können. Allerdings sind die Änderungen der Elementwerte nicht linear, sodass für die Zwischenwerte zusätzliche Schaltungsentwürfe benötigt werden, um den Verlauf eines Elementes über den Steuerzustand zu erhalten. Im Folgenden wird daher untersucht, ob dieses Problem durch eine implizite Behandlung der Steuerbarkeit bereits innerhalb der Abspaltzyklen der Netzwerksynthese gelöst werden kann. Außerdem würden sich im obigen Beispiel je nach Wahl der relativen Bandbreite in beiden Zuständen und der Entfernung der Übertragungsnullstelle alle Elemente der Prototypenfunktion verändern. Demgegenüber werden in HF-Schaltungen jedoch überwiegend steuerbare Kapazitäten verwendet. Deren Ausführung kann z. B. in Form von Halbleiter-, MEMS-, Ferroelektrischen oder Flüssigkristallvaraktoren erfolgen. Um trotz dieser Limitierung ein Netzwerk zu erhalten, das die Anforderung erfüllt, wird im Anschluss diskutiert, ob und unter welchen Bedingungen eine Schaltung nach ihrem Entwurf mittels geeigneter Netzwerk- bzw. Ähnlichkeitstransformationen derart geändert werden kann, dass die Induktivitäten invariant gegenüber dem Steuerzustand bleiben.

3.1 Formulierung der parametrisierten Steuerbarkeit

Ausgangspunkt ist die Beschreibung des Steuerverlaufs anhand einer linearen Verschiebung der Nullstellen n_j^e und n_j^f der $e(s)$ - und $f(s)$ -Polynome. Sie werden im Folgenden mit

$$n_j^{\Delta e} = n_{j,Z2}^e - n_{j,Z1}^e \quad \text{und} \quad n_j^{\Delta f} = n_{j,Z2}^f - n_{j,Z1}^f \quad (3.7)$$

auf den ersten Endzustand ($Z1$) bezogen. Diese Nullstellen werden jetzt mit einer weiteren Größe, der Steuervariablen τ mit $0 \leq \tau \leq 1$ verknüpft

$$e_\tau = \prod_{j=1}^{N_e} (s - (n_{j,Z1}^e + \tau \cdot n_j^{\Delta e})) \quad \text{und} \quad f_\tau = \prod_{j=1}^{N_f} (s - (n_{j,Z1}^f + \tau \cdot n_j^{\Delta f})), \quad (3.8)$$

sodass bei $\tau = 0$ der Erste und bei $\tau = 1$ der zweite Zustand beschrieben ist. $N_{e/f}$ bezeichnet dabei die Nullstellenanzahl der $e(s)$ - und $f(s)$ -Polynome. Wichtig ist, dass sich die Steuervariable in der obigen Produktdarstellung linear bezüglich des Steuerverlaufs verhält. Das heißt bei $\tau = 0,5$ ergibt sich hinsichtlich der Nullstellen- bzw. Mittenfrequenzverschiebung des Filters genau der mittlere Zustand.

Wird beim Schaltungsentwurf wie im obigen Beispiel von der charakteristischen Funktion ausgegangen, kann f_τ direkt aus der Vorgabe bestimmt werden. Für die Berechnung von e_τ bietet sich an, zunächst die Koeffizientenform von $e(s)$ mithilfe der Feldtkellergleichung für beide Endzustände zu berechnen. Die Verschiebung ihrer Nullstellen kann daraufhin durch die Differenz ihrer Wurzeln angegeben werden.

Sind die Polynome in der Produktdarstellung nun derart bestimmt, kann die Eingangsimpedanz mit

$$Z_1(s, \tau) = \frac{e_\tau(s, \tau) \mp f_\tau(s, \tau)}{e_\tau(s, \tau) \pm f_\tau(s, \tau)} \quad (3.9)$$

angegeben werden, wodurch das Verhalten der zu entwickelnden Schaltung in Abhängigkeit der kontinuierlichen Zustandsvariablen formuliert ist. Für die weitere Behandlung obiger Gleichung werden die Zähler- und Nennerpolynome von $Z_1(s, \tau)$ nach Anwendung des verallgemeinerten Wurzelsatzes von Vieta in die Koeffizientenform umgerechnet und können in einen veränderlichen und unveränderlichen Teil gemäß

$$Z_1(s, \tau) = \frac{s^N + a_{N-1}s^{N-1} + \dots + a_2s^2 + a_1s + a_0 + A(s, \tau)}{b_{N-1}s^{N-1} + \dots + b_2s^2 + b_1s + b_0 + B(s, \tau)} \quad (3.10)$$

überführt werden. Die von der Steuerfunktion abhängigen Funktionen $A(s, \tau)$ und $B(s, \tau)$ ergeben sich entsprechend des Wurzelsatzes allgemein zu

$$A(s, \tau) = \tau (A_0^1 + A_1^1 \cdot s) + (\dots) + \dots \tau^N (A_0^N) \quad (3.11)$$

mit jeweils bekannten Koeffizienten A_j^k und B_j^k .

Für die Entwicklung der steuerbaren Schaltung aus der Eingangsimpedanz werden zunächst einige Standardelemente definiert, die in Abbildung 3.4 dargestellt sind. Sie bestehen aus den Reaktanzen, die sich beim Entwurf einer statischen Schaltung für den ersten Zustand ergeben würden und jeweils einem veränderlichen Element gleichen Typs, welcher von der Steuervariablen τ abhängig ist. Bei $\tau = 0$ haben sie den Wert 0, für $\tau = 1$ ergeben sie zusammen mit ihrem jeweils nicht steuerbaren Nachbarelement den Wert, den sie nach einer Entwicklung des zweiten Zustands annehmen würden.

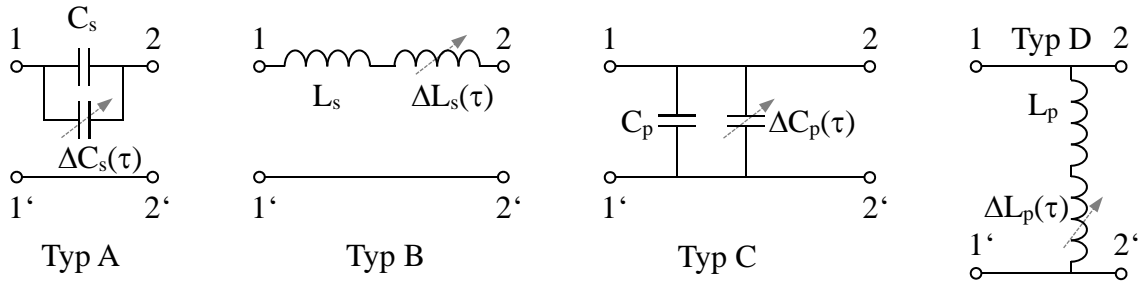


Abb. 3.4: Schaltungselemente der Abspaltzyklen.

Mit der Formulierung der Zustandsvariablen gemäß Gleichung (3.8) und einer Wahl der veränderlichen Schaltungselemente entsprechend Abbildung 3.4 ist es nun möglich, den Schaltungsentwurf unter Berücksichtigung der Steuerbarkeit in Anlehnung an die aus der Literatur bekannten Verfahren für statische Netzwerke durchzuführen. Dadurch kann die nichtlineare Abhängigkeit zwischen den veränderlichen Elementgrößen und der Zustandsvariablen innerhalb der Abspaltzyklen des Schaltungsentwurfs bestimmt werden.

Die Beschreibung der dafür notwendigen Entwicklungsschritte erfolgt anhand der Standardelemente aus Abbildung 3.4, doch die Einbeziehung weiterer Strukturen wie Übertrager, Schwingkreise etc. kann in derselben Weise durchgeführt werden. Dabei wird zunächst von einem jeweiligen Vollabbau, d. h. einer Gradreduktion der Eingangsimpedanz oder -admittanz um Eins ausgegangen. Dies erlaubt die Umsetzung kanonischer Netzwerke, die eine minimale Anzahl an Energiespeichern aufweisen.

Abspaltzyklen

Sind, von der Spezifikation ausgehend, die Koeffizienten von Gleichung (3.9) bestimmt, erfolgt die Abspaltung der Teilfunktionen jeweils in Abhängigkeit der Gestalt des Zähler- und Nennerpolynoms der Eingangsimpedanz- und -admittanz. Sie werden für die folgenden Betrachtungen in einen steuerbaren und statischen Anteil gemäß

$$Z_1(s, \tau) = \frac{Z_{1,Z}}{Z_{1,N}} = \frac{Z_{1,Z}^0(s) + Z_{1,Z}^\tau(s, \tau)}{Z_{1,N}^0(s) + Z_{1,N}^\tau(s, \tau)} \quad \text{und} \quad Y_1(s, \tau) = \frac{1}{Z_1} = \frac{Y_{1,Z}^0(s) + Y_{1,Z}^\tau(s, \tau)}{Y_{1,N}^0(s) + Y_{1,N}^\tau(s, \tau)} \quad (3.12)$$

getrennt. Zusätzlich wird ein weiterer Index eingeführt, der den Koeffizienten eines der Polynome hinsichtlich s kennzeichnet, sodass mit $Z_{1,Z}^{0,m}$ der m -te Koeffizient des nicht steuerbaren Anteils des Zählerpolynoms der Eingangsimpedanz gekennzeichnet ist.

Fall A: Die Durchführung eines Abspaltvorgangs vom Typ A erfordert einen Pol von Z_1 bei $s = 0$. Unter dieser Voraussetzung kann die Gradreduktion des nicht steuerbaren Teils durch

$$C_s = \frac{Z_{1,N}^{0,1}}{Z_{1,Z}^{0,0}} \quad (3.13)$$

erreicht werden.

Die Abspaltung des steuerbaren Elements ergibt sich daraus, dass eine Gradreduktion der

nicht steuerbaren Funktion auch einen Vollabbau des steuerbaren Anteils bedingt. Ohne diese Forderung kann ein veränderliches Element in einem späteren Entwicklungszyklus allein entstehen. Da dessen Verlauf über der Steuervariablen gemäß oberer Definition bei 0 beginnt, wäre für dieses Element eine Steuerbarkeit von Eins erforderlich, was physikalisch nicht realisiert werden kann.

Der Vollabbau der seriellen Steuerkapazität $\Delta C_s(\tau)$ ergibt sich zu

$$\Delta C_s(\tau) = \frac{Z_{1,Z}^{0,1}(Z_{1,N}^{0,1} + Z_{1,N}^{\tau,1}) - Z_{1,N}^{0,1}(Z_{1,Z}^{0,1} + Z_{1,Z}^{\tau,1})}{Z_{1,Z}^{0,1}(Z_{1,Z}^{0,1} + Z_{1,Z}^{\tau,1})}. \quad (3.14)$$

Da $Z_{1,N}^{\tau,1}$ und $Z_{1,Z}^{\tau,1}$ Polynome der Variablen τ sind, wird ΔC_s durch eine gebrochen rationale Funktion in Abhängigkeit von τ ausgedrückt, deren höchster Grad dem der Eingangsimpedanz entspricht.

Für die Restimpedanz $Z'_1(s, \tau)$ folgt

$$Z'_1(s, \tau) = Z_1(s, \tau) - \frac{1}{s(C_s + \Delta C_s(\tau))} \quad (3.15)$$

wobei $Z'_{1,Z}$ und $Z'_{1,N}$ eine gemeinsame Nullstelle bei 0 besitzen, nach deren Kürzung die Restimpedanz um einen Grad geringer ist als der von Z_1 .

Fall B: Besitzt die Eingangsimpedanz einen Pol bei Unendlich, kann eine Gradreduktion von Z_1 durch Abspalten einer seriellen Induktivität erfolgen. Mit m als höchsten Grad von $Z_{1,Z}$ ergibt sich

$$L_s = \frac{Z_{1,Z}^{0,m}}{Z_{1,N}^{0,m-1}} \quad (3.16)$$

und

$$\Delta L_s(\tau) = \frac{Z_{1,N}^{0,m-1}(Z_{1,Z}^{0,m} + Z_{1,Z}^{\tau,m}) - Z_{1,Z}^{0,m}(Z_{1,N}^{0,m-1} + Z_{1,N}^{\tau,m-1})}{Z_{1,N}^{0,m-1}(Z_{1,N}^{0,m-1} + Z_{1,N}^{\tau,m-1})}. \quad (3.17)$$

Die Restimpedanz folgt daraus zu

$$Z'_1(\tau) = Z_1(\tau) - s(L_s + \Delta L_s(\tau)). \quad (3.18)$$

Durch Vertauschen der Impedanz Z mit der Admittanz Y (siehe Gleichung (3.12)) können die *Fälle C* und *D* in gleicher Weise behandelt werden. *Fall C:*

$$C_p = \frac{Y_{1,N}^{0,1}}{Y_{1,Z}^{0,0}} \quad (3.19)$$

$$\Delta C_p(\tau) = \frac{Y_{1,Z}^{0,1}(Y_{1,N}^{0,1} + Y_{1,N}^{\tau,1}) - Y_{1,N}^{0,1}(Y_{1,Z}^{0,1} + Y_{1,Z}^{\tau,1})}{Y_{1,Z}^{0,1}(Y_{1,Z}^{0,1} + Y_{1,Z}^{\tau,1})}. \quad (3.20)$$

$$Y'_1(\tau) = Y_1(\tau) - \frac{1}{s(C_p + \Delta C_p(\tau))} \quad (3.21)$$

Fall D:

$$L_p = \frac{Y_{1,Z}^{0,m}}{Y_{1,N}^{0,m-1}} \quad (3.22)$$

$$\Delta L_p(\tau) = \frac{Y_{1,N}^{0,m-1}(Y_{1,Z}^{0,m} + Y_{1,Z}^{\tau,m}) - Y_{1,Z}^{0,m}(Y_{1,N}^{0,m-1} + Y_{1,N}^{\tau,m-1})}{Y_{1,N}^{0,m-1}(Y_{1,N}^{0,m-1} + Y_{1,N}^{\tau,m-1})} \quad (3.23)$$

und schließlich

$$Y_1'(\tau) = Y_1(\tau) - s(L_p + \Delta L_p(\tau)). \quad (3.24)$$

Somit kann eine steuerbare Schaltung einschließlich des Steuerverlaufs innerhalb eines Synthesezyklus vollständig entwickelt werden. Vollständig bedeutet hierbei, dass der Zusammenhang zwischen den veränderlichen Elementen und der Zustandsvariablen nach der Anwendung des obigen Verfahrens bekannt ist.

Hinsichtlich der Komplexität dieser Beziehung lassen sich für den Spezialfall eines linearen Steuerverlaufs qualitative Aussagen ableiten. Sie bestehen aus gebrochen rationalen Funktionen, deren höchster Grad im Laufe des Abspaltvorgangs abnimmt. Ist die entwickelte Schaltung symmetrisch, haben die mittleren Elemente die größte Komplexität.

Bislang wurde die Steuerbarkeit der Schaltung durch eine lineare Verschiebung der Pol- und Nullstellen der Eingangsimpedanz beschrieben. Dies stellt eine Einschränkung dar, wodurch die Synthese von z. B. mittenfrequenz- und hinsichtlich ihrer Bandbreite abstimmbaren Filtern nicht möglich ist. Obige Formulierung kann diesbezüglich jedoch durch die Einführung weiterer Parameter beliebig erweitert werden.

Als Beispiel soll ein einfaches Filter mit veränderlicher Mittenfrequenz und Bandbreite dienen. Ausgangspunkt ist wieder die Formulierung der Steuerbarkeit in der Produktdarstellung gemäß Gleichung (3.7) mit

$$n_j^{\Delta e, M} = n_{j, Z2}^e - n_{j, Z1}^e \quad \text{und} \quad n_j^{\Delta e, B} = n_{j, Z2}^e - n_{j, ZB}^e \quad (3.25)$$

sowie

$$n_i^{\Delta f, M} = n_{i, Z2}^f - n_{i, Z1}^f \quad \text{und} \quad n_i^{\Delta f, B} = n_{i, Z2}^f - n_{i, ZB}^f, \quad (3.26)$$

wobei die Änderung der Bandbreite in der Nullstellenverschiebung $n_{i, Z1}^e$ und $n_{i, Z1}^f$ enthalten ist. Sie kann beispielsweise durch die Differenz der Nullstellen in beiden Endzustände der Bandbreite erhalten werden. Im Gegensatz zur vorherigen betrachteten Verschiebung der Mittenfrequenz kann sich der Verlauf der Nullstellenverschiebung zur Bandbreitenverstimmung für jede Nullstelle unterscheiden. Dessen Berücksichtigung wird durch zusätzliche Faktoren $F_{e/k,i}$ (siehe Gleichung (3.27)) ermöglicht. Die Steuerung der Bandbreite ist dabei wieder linear bezüglich des Parameters τ_B . Wird die Steuerbarkeit dabei durch

$$\begin{aligned} e_{\tau_A} &= \prod_{j=1}^N (s - (n_{j, Z1}^e + \tau_A \cdot n_j^{\Delta e} + \tau_B \cdot F_{e,j} \cdot n_j^{\Delta e})) \\ f_{\tau_B} &= \prod_{j=1}^N (s - (n_{j, Z1}^f + \tau_A \cdot n_j^{\Delta f} + \tau_B \cdot F_{f,j} \cdot n_j^{\Delta f})) \end{aligned} \quad (3.27)$$

ausgedrückt, kann der Entwurf analog zur obigen Methode erfolgen. Sind die zur Bandbreitenverstimmung zugehörigen Funktionen $F_{e/k,j}$ von τ_A abhängig, muss diese explizit zu formulierende Beziehung in den Abspaltzyklen entsprechend berücksichtigt werden.

Auf diese Weise wird die Beziehung der steuerbaren Netzwerkelemente hinsichtlich beliebig vieler und auch nichtlinearer Einflussgrößen mit Steuerparametern möglich, die sich linear bezüglich der Zustandsvariablen $\tau_{A,B,\dots}$ verhalten. Diese sind zunächst auf sämtliche Netzwerkelemente verteilt. Stehen keine abstimmbaren Induktivitäten zur Verfügung oder sollen aus praktischen Gesichtspunkten oder aus Gründen der Performanz nur kapazitiv steuerbare Elemente verwendet werden, kann dies beim Entwurf berücksichtigt werden.

3.2 Entwurf kapazitiv steuerbarer Netzwerke

Für den Entwurf von Schaltungen, bei denen beispielsweise keine Induktivitäten verändert werden können, bestehen zwei Möglichkeiten. Zum einen die Entwicklung der Eingangsimpedanzfunktion in Form von RC-Gliedern, welche die Nachteile der von vornherein größeren Übertragungsverluste beinhalten und zusätzlich auch die Umsetzung steuerbarer Widerstände erfordert. Die zweite Möglichkeiten besteht in Teilabspaltungen von Kapazitäten innerhalb des Entwurfsprozesses. Wird deren Wert in Abhängigkeit der Steuervariablen geeignet gewählt, dann können nachfolgende Induktivitäten unabhängig vom Steuerzustand auf einem konstanten Wert eingestellt werden. Auf diese Weise wird wieder die Realisierung mit Netzwerken ermöglicht, die nur aus Reaktanzen bestehen. Damit eine derartige Schaltung realisierbar ist, muss sie allerdings speziellen Bedingungen genügen, die im Folgenden kurz diskutiert werden.

Bei der Beseitigung steuerbarer Induktivitäten einer Schaltung ist zu beachten, dass es nicht möglich ist, eine einzelne steuerbare Induktivität äquivalent durch steuerbare Kapazitäten zu ersetzen. Demgegenüber ist es aber bei komplexeren Netzwerken, die Elemente mit beiden Blindwiderständen besitzen, unter Umständen möglich, den steuerbaren Anteil von Induktivitäten exakt zu kompensieren. Hierzu müssen Schaltungsabschnitte gefunden werden, deren Verhalten zusammengenommen ein gleiches Verhalten zwischen steuerbarer Induktivität und steuerbaren Kapazitäten zeigt.

In Abbildung 3.5 sind in der mittleren Spalte die Grundtypen derartiger Konfigurationen dargestellt. Rechts davon befindet sich jeweils die ABCD-Matrix dieser Schaltung. Besteht die mittlere Induktivität L gemäß der Abbildung 3.4 aus einem nicht steuerbaren und steuerbaren Teil $\Delta L(\tau)$, so ist aus den Kettenparametern ersichtlich, dass zu jedem $\Delta L(\tau)$ ein $\Delta C(\tau)$ der steuerbaren Kapazitäten ΔC_I existiert, mit dem dieselbe ABCD-Matrix aufgestellt werden kann. Dabei darf der mittlere Schaltungsteil aus der mittleren Spalte nicht nur aus einer Induktivität bestehen, sondern er kann auch weitere Kapazitäten enthalten.

Da die aufgrund ihrer Übertragungseigenschaften als Admittanz- bzw. Impedanzinverter bezeichneten T- und Pi-Schaltungselemente teilweise aus negativen Kapazitäten bestehen, müssen sie mit verbleibenden positiven Schaltungselementen verrechnet werden. In der Regel wird dies nur mit zusätzlichen Transformationen gelingen. Wesentlich ist dabei, dass die

Inverter aufgrund ihrer Frequenzabhängigkeit nicht einfach in die Schaltung eingefügt werden können, wie es beispielsweise mit idealen Transformatoren möglich ist. Stattdessen muss die Ausgangsschaltung eine Struktur besitzen, sie durch Schaltungs- bzw. Ähnlichkeitstransformationen aus dem Prototypennetzwerk herauszubilden. In der linken Spalte in Abbildung 3.5 sind einige Schaltungsabschnitte dargestellt, mit denen dies möglich ist.

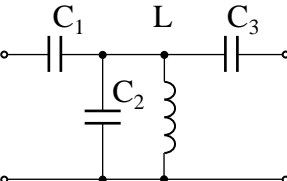
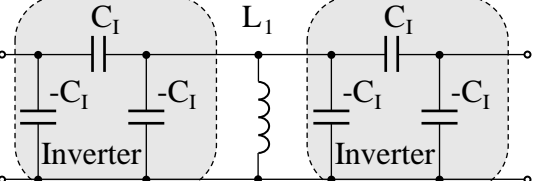
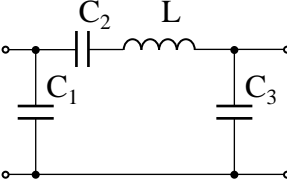
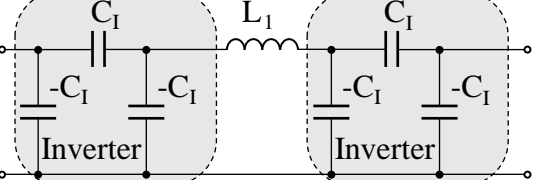
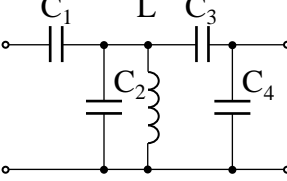
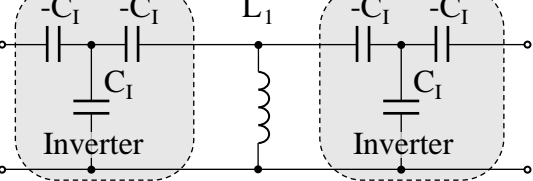
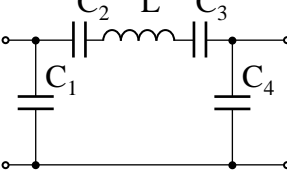
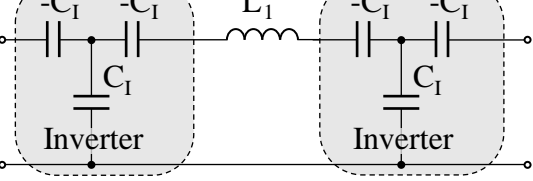
Ausgangsschaltungen	mögliche Schaltungstransformationen	ABCD-Matrix
		$\begin{vmatrix} -1 & \frac{i}{C_1^2 \cdot L \cdot \omega^3} \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$
		$\begin{vmatrix} -1 & 0 \\ -i \cdot C_1^2 \cdot L \cdot \omega^3 & -1 \end{vmatrix}$
		$\begin{vmatrix} -1 & \frac{i}{C_1^2 \cdot L \cdot \omega^3} \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$
		$\begin{vmatrix} -1 & 0 \\ -i \cdot C_1^2 \cdot L \cdot \omega^3 & -1 \end{vmatrix}$

Abb. 3.5: Netzwerke mit äquivalentem Steuerverhalten von einem induktiven und mehreren kapazitiven Schaltungselementen. In der linken Spalte sind Ausschnitte von möglichen Netzwerken abgebildet, mit denen die notwendigen Transformationen durchgeführt werden können.

Ist die Funktion der Steuerbarkeit jeder Induktivität in Abhängigkeit der Steuervariablen auf die kapazitiven Elemente der Inverter aufgeteilt, kann die Schaltung unter Beibehaltung dieser Kenntnis zurücktransformiert werden um die negativen Elemente mit positiven zu kompensieren. Der funktionale Zusammenhang des Steuerverlaufs lässt sich dabei entsprechend mittransformieren.

Die benötigte Struktur der Ausgangsschaltungen kann beim Entwurf entweder im Rahmen eines Voll- oder Teilabbaus der Null- und Polstellen der Eingangsimpedanz entstehen. Bei einer kanonischen Prototypenschaltung (nur Vollabbau) muss dieser Umstand daher bereits bei ihrer Vorgabe entsprechend berücksichtigt werden. Für das obige Beispiel des Zweipolfilters ohne endliche Übertragungsnullstellen wird dies durch Vorgabe dreier zusätzlicher Übertragungsnullstellen bei $\omega = 0$ erreicht. Daraus entsteht nach Wahl einer entsprechenden Abspaltreihenfolge die in Abbildung 3.6 gezeigte Prototypenschaltung, bei der zunächst sämtliche Elemente steuerbar sind. Nach dem Aufteilen der Kapazität C_3 in $C_{3,a}$ und $C_{3,b}$ entsteht für jeden Resonator eine Teilschaltung, die gemäß der obersten Schaltung in Abbildung 3.5 in eine rein durch veränderliche Kapazitäten steuerbare Schaltung umgewandelt werden kann.

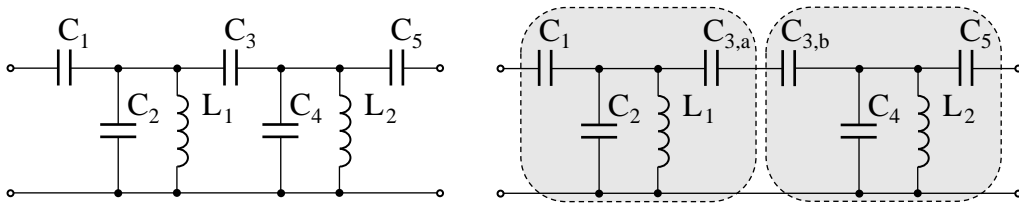


Abb. 3.6: Prototyp mit möglicher Kompensation der steuerbaren Induktivitäten.

Bei diesem Beispiel, das sich als zweikreisiges Filter mit kapazitiv gekoppelten Resonatoren verwirklichen lässt, wird die Mittenfrequenz im Wesentlichen durch die parallel geschalteten Kapazitäten der Schwingkreise eingestellt und die Bandbreite über die Kopplung.

3.3 Skalierung der Steuerfunktion

In den zwei vorigen Abschnitten wurden Verfahren vorgeschlagen, mit denen eine parametrisierte steuerbare Schaltung aus einer vorgegebenen veränderlichen Übertragungsfunktion bereits innerhalb der Abspaltzyklen entwickelt werden kann. Sie enthält beispielsweise ausschließlich steuerbare Kapazitäten, deren Abhängigkeit von den Steuervariablen mit einer bekannten Funktion beschrieben ist. Der Entwurfsprozess ist in diesem Sinne vollständig. Ungünstig sind steuerbare Schaltungen, deren benötigte Steuerbarkeit der einzelnen Elemente sich stark voneinander unterscheiden. Die auch hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit geeignetste Umsetzung liegt vor, wenn alle steuerbaren Elemente die etwa gleiche Steuerbarkeit besitzen. Zusätzlich kann eine so entworfene Schaltung Kondensatoren $C(\tau)$ enthalten, deren benötigte Steuerbarkeit $(C_{max}(\tau) - C_{min}(\tau)) / C_{max}(\tau)$ zu hoch ist, um sie mit den zur Verfügung stehenden Varaktoren umzusetzen. In diesen Fällen kann sie unter bestimmten Voraussetzungen verringert oder den anderen Elementen angeglichen werden, wie es in Abbildung 3.7 dargestellt ist.

Ausgangspunkt ist der Varaktor $C(\tau)$ welche gemäß Abbildung 3.4 aus einem nicht steuerbaren Anteil C_{c2} mit einem Farad und der zwischen null und einem Farad veränderlichen Kapazität $\Delta C_c(\tau)$ besteht. Die benötigte Steuerbarkeit beträgt bei diesem Beispiel 50 %. Nach der

Aufspaltung des unveränderlichen Anteils in eine vergrößerte positive (9 F) und eine negative Teilkapazität (-8 F) ist die benötigte Steuerbarkeit von $C(\tau)$ auf 10 % gesunken, wobei das Verhalten der Schaltung auch hinsichtlich der nun verkleinerten Steuerung unverändert bleibt. Dies bringt zunächst keinen Vorteil, da eine einzelne negative Kapazität nicht verwirklicht werden kann. Daher muss sie z. B. mithilfe der Norton-Transformation auf andere kapazitive Elemente übertragen werden, deren Steuerbarkeit entsprechend steigt. Sind genügend Ausgleichskapazitäten vorhanden und die Struktur für eine hintereinandergereihte Ausführung der Transformation geeignet, wird auf diese Weise eine lokale Skalierung der Steuerbarkeit einzelner Schaltungselemente in beide Richtungen ermöglicht. Das geeignetste Netzwerk lässt sich dabei im Allgemeinen nur nach einer mehrfachen Ausführung der beschriebenen Transformationen bestimmen.

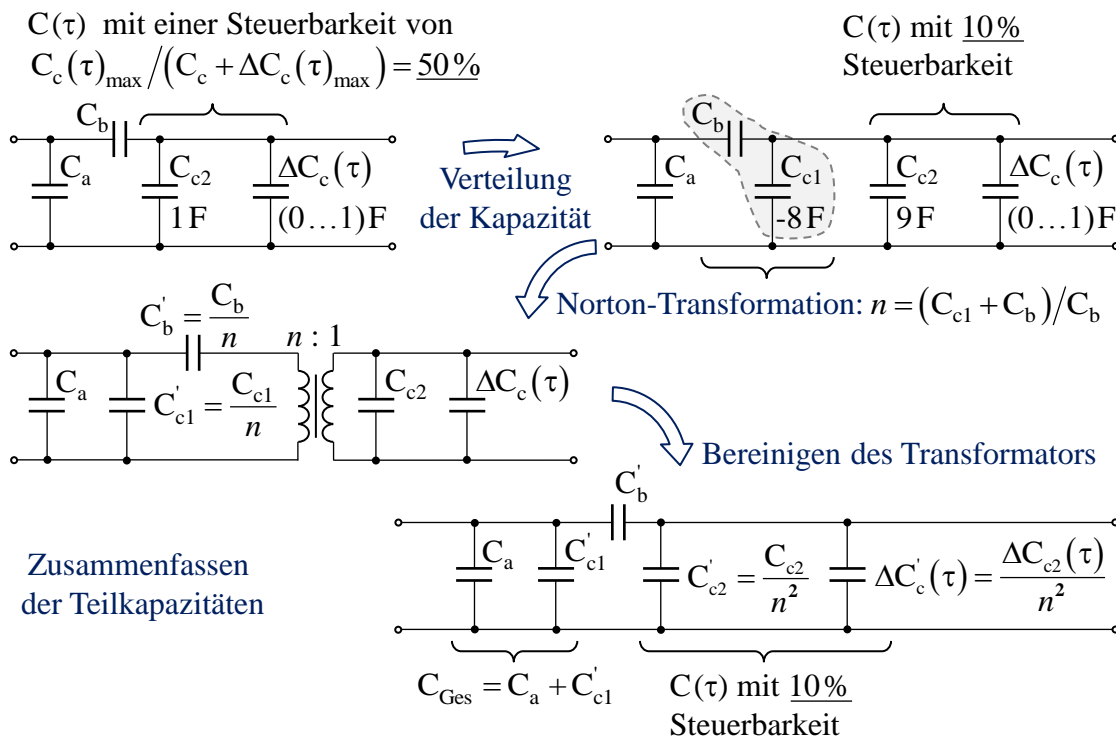


Abb. 3.7: Skalierung der Steuerfunktion.

Wird zur Umsetzung steuerbarer Kapazitäten oder Resonatoren ein steuerbares Material wie der Flüssigkristall verwendet, stehen die Kapazitäten der Kondensatoren oder Mittenfrequenzen von Resonatoren und deren erreichbare Güte in unmittelbarem Zusammenhang mit den dielektrischen LC-Eigenschaften. Deren Kenntnis ist somit wesentlich für den Entwurf einer HF-Schaltung. Darüber hinaus kann sie zur Verbesserung der LCs genutzt werden, wodurch auch der Aufbau schmalbandiger Filter höherer Ordnung ermöglicht wird. Verschiedene entwickelte Verfahren zur genauen Bestimmung der Materialeigenschaften von Flüssigkristallen im Mikrowellenbereich werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

Kapitel 4

Materialcharakterisierung

Aufgrund ihrer technischen Relevanz ist die Kenntnis und damit einhergehend die Verbesserung von Flüssigkristallmischungen Gegenstand intensiver Forschung und technischer Entwicklungen. Sowohl in der für ihre Synthese und Optimierung notwendigen Materialtheorie als auch der zugehörigen Messtechnik im optischen und dem für ihre Schaltdynamik wichtigen kHz-Bereich, sind deren messtechnische Bestimmung entsprechend weit entwickelt.

Bei der Charakterisierung ihrer dielektrischen Eigenschaften im Mikrowellenbereich liegen die betrachteten Wellenlängen jedoch in der Größenordnung des Messaufbaus. Daher sind die sich aus den Verhältnissen der Wellenlänge zum Messobjekt ergebenden Vereinfachungen, wie sie sich in der Optik und bei sehr niedrigen Frequenzen ergeben, nicht mehr zulässig. Hier müssen die Maxwellgleichungen zur genauen Bestimmung der dielektrischen Materialparameter vollständig betrachtet werden.

Die ersten Veröffentlichungen zur LC-Charakterisierung im Millimeterwellenbereich gehen auf E. Carr zurück, der Mitte der 50er Jahre die anisotropen Eigenschaften experimenteller Flüssigkristalle bei 15 GHz nachweisen konnte [Car54]. K. Lim führte zu Beginn der 90er Untersuchungen von kommerziell erhältlichen Display-LCs hinsichtlich ihrer Steuerbarkeit bei Frequenzen bis 90 GHz durch [Lim93b]. Ähnliche leitungsbasierte Verfahren wurden in [Kam03, Mue08a, Jam09, Kar10] vorgestellt. Der Nachteil dieser breitbandigen Methoden besteht in der geringen Auflösung dielektrischer Verluste. Sie ermöglichen allerdings die Materialcharakterisierung innerhalb eines kontinuierlichen Frequenzbereichs, dessen Kenntnis für den Entwurf breitbandiger Komponenten wertvoll ist. Abweichungen vom erwarteten Verhalten einer Komponente aufgrund materialbedingter Ungenauigkeiten beim Entwurfsmodell können durch einen zweiten Aufbau weitestgehend beseitigt werden.

Die höchsten Anforderungen an das Messsystem werden bei der Materialoptimierung gestellt. Neben der Charakterisierung neuartiger Klassen von Flüssigkristallen wird dabei untersucht, inwieweit die komplexen Flüssigkristallmischungen durch Modifikation auf molekularer Ebene, durch Mischung mit weiteren Substanzen oder einer Verknüpfung beider Möglichkeiten verbessert werden können. Unterscheiden sich die dielektrischen Eigenschaften der Zusätze

nur gering von denen der Basismischung (wie es die Regel ist), so wird ein Messsystem mit hoher Empfindlichkeit benötigt, um diese kleinen Änderungen aufzulösen. Die prozentuale Mindestmenge von Zusätzen wird somit durch die Grenze der Messauflösung bestimmt. Aufgrund der begrenzten Löslichkeit, ihrer mitunter sehr aufwendigen Synthese und der eingeschränkten Vergleichbarkeit durch Verschiebung anderer physikalischer Parameter wie den Phasenübergangstemperaturen¹ sollte diese Mindestmenge klein, d. h. die Auflösung des Messsystems entsprechend hoch sein. Resonante Methoden zur LC-Charakterisierung, wie sie in [Pen04, Par07] vorgestellt wurden, sind hierfür die geeignete Wahl.

Um das Verhältnis zwischen der benötigten LC-Menge und der erreichbaren Auflösung gegenüber den bisherigen Methoden zu erhöhen, werden im Folgenden neue Verfahren zur Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von nematischen Flüssigkristallen im Mikrowellenbereich entwickelt. Hierbei wird jeweils auf die Auswirkung der besonderen Merkmale einer anisotropen Flüssigkeit, auf die Theorie zur Auswertung und den Aufbau des Messsystems eingegangen.

4.1 Flüssigkristall-Charakterisierung mit einem zylindrischen Resonator

In unten stehender Abbildung ist der HF-funktionale Teil eines in dieser Arbeit entwickelten Messaufbaus schematisch dargestellt. In eine zylinderförmige Kavität, dem Resonator, kann

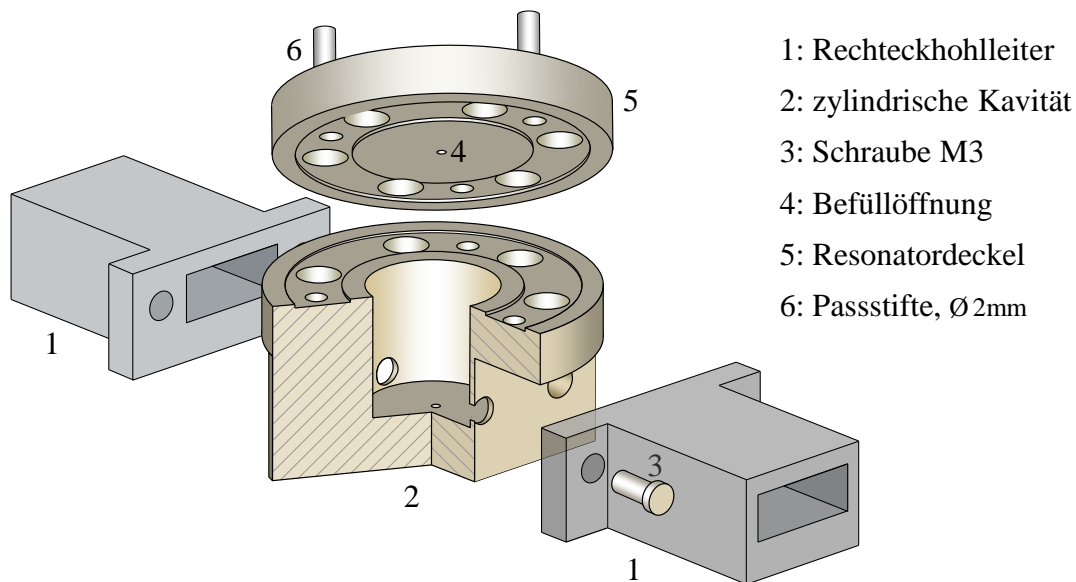


Abb. 4.1: Zylindrischer Resonator mit Zuleitungen.

¹Bei Erfolg können durch zusätzliche Maßnahmen die Löslichkeit für den neuen Anteil erhöht und die Übergangstemperaturen in weiten Grenzen eingestellt werden. Doch ist dieser Aufwand sehr hoch und daher für erste Untersuchungen eines neuen Materialkonzeptes ungeeignet.

mittig eine dielektrische Materialprobe durch die Befüllöffnungen eingeschoben werden. Ihre axiale Begrenzung durch den Boden und Deckel ermöglicht die Ausbreitung der Übertragungsmoden nur bei diskreten Wellenlängen, d. h. bei Resonanzfrequenzen. Die Anregung erfolgt durch eine kreisförmige Öffnung dicht über der Bodenplatte des Resonators, die durch einen Rechteckhohlleiter gespeist wird.

Das Ziel der Entwicklung eines resonanten LC-Charakterisierungsverfahrens unter Verwendung eines zylindrischen Resonators besteht in der Ausnutzung der deutlich höheren Güte der verwendeten Resonanzmoden gegenüber denen, die mit bisherigen Resonatoren erreicht wurden. Dadurch wird eine Erhöhung der Auflösung dielektrischer Verluste ermöglicht. Da sich, wie später gezeigt wird, die Feldgleichungen der Resonanzmoden auch unter Berücksichtigung der Anisotropie bei zylindrischen Proben unter den „üblichen“ Annahmen exakt berechnen lassen, kann zusätzlich die Genauigkeit der Charakterisierung erhöht werden. Darüber hinaus wird die Ausnutzung unterschiedlicher Moden untersucht, deren elektrisches Feld jeweils parallel und senkrecht zur Rotationsachse des Resonators steht. Auf diese Weise können beide Achsen der komplexen LC-Permittivität in einem einzigen Messvorgang bestimmt werden. In diesem Fall muss der Flüssigkristall nur in Richtung der Symmetrieachse orientiert werden, wodurch sowohl die mechanische Komplexität des Messaufbaus als auch die Messzeit verringert werden kann. In Abbildung 4.2a,b sind die elektrischen Felder der zwei zur Charakterisierung verwendeten Moden dargestellt, wie sie sich in einem unendlich langen Hohlleiter ausprägen würden.

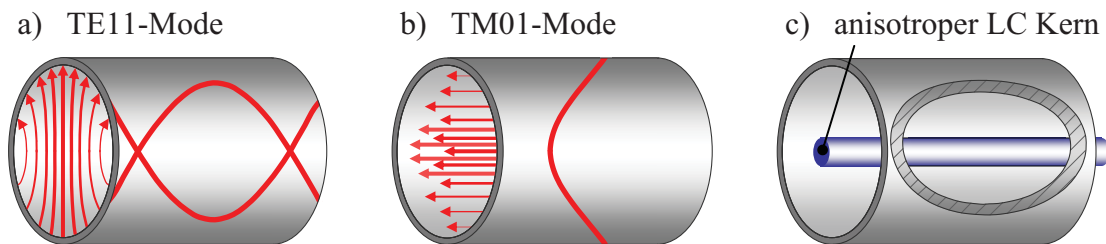


Abb. 4.2: Elektrische Feldlinien der zwei verwendeten Wellentypen des zylindrischen Hohlleiters. Die TM01-Mode ist bei ihrer Cutoff-Frequenz dargestellt.

Wird eine zylindrische Materialprobe entsprechend Abbildung 4.2c coaxial in den Resonator eingeführt, so ändert sich in Abhängigkeit ihrer dielektrischen Eigenschaften die Feldverteilung und mit ihr die aus einer Messung bestimmbare Resonanzfrequenz und Güte der jeweiligen Resonanzmode. Kann nun der Einfluss des Dielektrikums auf beide Größen für jede Resonanzmode gegenüber einer Referenzmessung ohne Materialprobe mit

$$\omega_{Ref} - \omega_{Mat} = \text{fkt.}(\text{Geometrie}, \mu(\rho), \varepsilon(\rho)) \quad (4.1)$$

formal und eineindeutig beschrieben werden, so können umgekehrt –basierend auf den aus der Messung auswertbaren Größen– die dielektrischen Eigenschaften einer Materialprobe bestimmt werden². Wesentlich für die Genauigkeit der Charakterisierung ist neben der genauen

²Deren Bestimmung kann auch ohne Referenzmessung erfolgen. Differenzielle Messverfahren verringern aber den Einfluss systematischer Messfehler.

Kenntnis der Leitfähigkeit und Geometrie der Messanordnung die möglichst vollständige Ausarbeitung der Beziehung aus Gleichung (4.1). Die Herleitung obiger Gleichung, unter der Bedingung einer mittig eingefügten Probe mit koaxialer Ausrichtung der langen dielektrischen Achse des Flüssigkristalls, wird im Folgenden beschrieben.

4.1.1 Herleitung der Feldgleichungen

Die Wirkung eines Dielektrikums auf die Güte und Resonanzfrequenz einer Mode ist von ihrer Feldverteilung im ungestörten und befüllten Zustand abhängig. Ihre Gestalt wird von den elektrischen Randbedingungen bestimmt, welche durch die Geometrie der Messanordnung vorgegeben sind. Exakte Berechnungen der Feldverteilung realer Systeme unter Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit der den Resonator umgebenden metallischen Berandung und die aus den Koppel- und Einfüllöffnungen bedingten Feldverzerrungen sind nicht möglich. Ist deren Einfluss aber gering, kann der daraus entstehende Fehler mithilfe von Störungsrechnungen auf ein tolerierbares Maß reduziert werden.

Im Folgenden werden deshalb zunächst die Feldgleichungen für eine zylindrische Kavität mit einem dreifach geschichteten verlustlosen anisotropen Dielektrikum, umgeben von einem unendlich gut leitfähigen Material hergeleitet. Die Unterteilung in drei Räume unterschiedlicher dielektrischer Eigenschaften ist notwendig, da der LC aufgrund seiner flüssigen Konsistenz ein Kapillarrohr als Container erfordert. Hierbei wird Homogenität der Dielektrika und der umgebenden Berandung in Ausbreitungsrichtung angenommen. Unter dieser Voraussetzung ist es ausreichend die Feldverteilung der grundlegenden Übertragungsmoden mit $e^{i\beta z}$ -Abhängigkeit für einen unendlich langen, teilweise dielektrisch gefüllten Rundhohlleiter nach Abbildung 4.3 zu berechnen. Die Resonanzfrequenzen der jeweiligen Wellentypen können daraufhin explizit mit der Resonanzbedingung (die Kavitätslänge ist ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge) ermittelt werden.

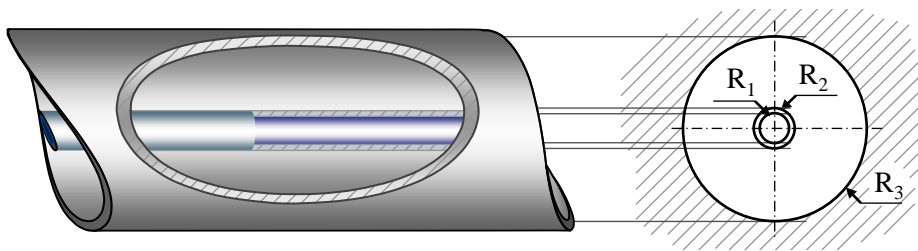


Abb. 4.3: Zylindrischer Hohlleiter mit koaxialer dielektrischer Füllung.

Lösungen ähnlicher Probleme in Rundhohlleitern mit isotropen dielektrischen Schichten unbeschränkter Anzahl wurden bereits in [Kin71] ausgearbeitet. Analytische Betrachtungen mit gyromagnetischen Materialien wurden unter anderem in [Wal56] durchgeführt. Die Lösung der Feldgleichungen für den hier relevanten Fall eines dreifach geschichteten Dielektrikums in einem Rundhohlleiter unter Berücksichtigung anisotroper Permittivität wird im Folgenden

hergeleitet. Ausgangspunkt sind die Wellengleichungen in zylindrischen Koordinaten

$$\left(\frac{d}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{d}{d\phi^2} \right) E_z + k_c^2 E_z = 0 \quad (4.2)$$

$$\left(\frac{d}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{d}{d\phi^2} \right) H_z + k_c^2 H_z = 0, \quad (4.3)$$

deren allgemeine Lösungen nach dem Produktansatz durch Separation der transversalen Anteile der Form $E_z(\rho, \phi) = P_E(\rho) \cdot \Phi_E(\phi)$ und $H_z(\rho, \phi) = P_H(\rho) \cdot \Phi_H(\phi)$ mit

$$\Phi_H(\phi) = H_0 \cdot e^{im\phi} \quad (4.4)$$

$$\Phi_E(\phi) = E_0 \cdot e^{im\phi} \quad (4.5)$$

$$P_H(\rho) = A \cdot J_m(k_h \cdot \rho) + B \cdot N_m(k_h \cdot \rho) \quad (4.6)$$

$$P_E(\rho) = C \cdot J_m(k_e \cdot \rho) + D \cdot N_m(k_e \cdot \rho) \quad (4.7)$$

bekannt sind. Die Argumente k_h und k_e der Bessel (J)- und Neumannfunktionen (N) m -ter Ordnung sind $k_h^2 = \omega^2 \varepsilon_t \mu - \beta^2$ und $k_e^2 = \varepsilon_z / \varepsilon_t (\omega^2 \varepsilon_t \mu - \beta^2)$. Die transversalen Feldanteile E_ρ , H_ρ sowie E_ϕ und H_ϕ können mithilfe der Maxwellgleichungen durch

$$H_\rho = \frac{1}{\omega \mu} \left(\beta E_\phi - \frac{1}{\rho} E_z m e^{im\phi} \right) \quad (4.8)$$

$$H_\phi = \frac{-1}{\omega \mu} \left(\beta E_\rho + \frac{dE_z}{d\rho} i e^{im\phi} \right) \quad (4.9)$$

$$E_\rho = \frac{-1}{\omega \varepsilon_t} \left(\beta H_\phi - \frac{1}{\rho} H_z m e^{im\phi} \right) \quad (4.10)$$

$$E_\phi = \frac{1}{\omega \varepsilon_t} \left(\beta H_\rho + \frac{dH_z}{d\rho} i e^{im\phi} \right) \quad (4.11)$$

ausgedrückt werden. Nach kreuzweisem Ersetzen können die Transversalkomponenten aus obiger Gleichung allein aus den Longitudinalkomponenten abgeleitet werden und ergeben sich für E_ϕ und H_ϕ zu

$$H_\phi = \frac{e^{im\phi}}{\beta^2 - \omega^2 \varepsilon_t \mu} \left(\frac{1}{\rho} \beta m H_z + i \omega \varepsilon_t \frac{dE_z}{d\rho} \right) \quad (4.12)$$

$$E_\phi = \frac{e^{im\phi}}{\beta^2 - \omega^2 \varepsilon_t \mu} \left(\frac{1}{\rho} \beta m E_z - i \omega \mu \frac{dH_z}{d\rho} \right). \quad (4.13)$$

Die zunächst unbekannten Amplituden A, B, C und D der z -Komponenten aus Gleichung (4.6) und (4.7) können nun durch die Stetigkeitsbedingung der tangential an den dielektrischen Grenzflächen anliegenden E - und H -Felder bestimmt werden. Mit $j = 1, 2, 3$ für die unterschiedlichen Räume gemäß Abbildung 4.3 sind hierfür die E_z und H_z -Komponenten

$$H_z = H_0 \cdot e^{im\phi} (A_j \cdot J_m(k_{h,j} \cdot \rho) + B_j \cdot N_m(k_{h,j} \cdot \rho)) \quad (4.14)$$

$$E_z = E_0 \cdot e^{im\phi} (C_j \cdot J_m(k_{e,j} \cdot \rho) + D_j \cdot N_m(k_{e,j} \cdot \rho)), \quad (4.15)$$

sowie die E_ϕ und H_ϕ -Komponenten an den Gebietsgrenzen bei $\rho = R_j$ mit $j = 1, 2$ gleichzusetzen. Das entstehende Gleichungssystem mit $E_0 = H_0 = 1$ der Form

$$\begin{aligned}
 & A_j \cdot J_m(k_{h,j} \cdot R_j) + B_j \cdot N_m(k_{h,j} \cdot R_j) = A_{j+1} \cdot J_m(k_{h,j+1} \cdot R_j) + B_{j+1} \cdot N_m(k_{h,j+1} \cdot R_j), \\
 & \frac{\beta m}{R_j k_{h,j}^2} (A_j \cdot J_m(k_{h,j} R_j) + B_j \cdot N_m(k_{h,j} R_j)) + \frac{i\omega \varepsilon_{tj}}{k_{h,j}^2} (C_j \cdot J'_m(k_{e,j} R_j) + D_j \cdot N'_m(k_{e,j} R_j)) = \\
 & \frac{\beta m}{R_j k_{h,j+1}^2} (A_{j+1} \cdot J_m(k_{h,j+1} R_j) + B_{j+1} \cdot N_m(k_{h,j+1} R_j)) + \\
 & \frac{i\omega \varepsilon_{tj+1}}{k_{h,j+1}^2} (C_{j+1} J'_m(k_{e,j+1} R_j) + D_{j+1} N'_m(k_{e,j+1} R_j)), \\
 & C_j \cdot J_m(k_{e,j} \cdot R_j) + D_j \cdot N_m(k_{e,j} \cdot R_j) = C_{j+1} \cdot J_m(k_{e,j+1} \cdot R_j) + D_{j+1} \cdot N_m(k_{e,j+1} \cdot R_j), \\
 & \frac{\beta m}{R_j k_{h,j}^2} (C_j \cdot J_m(k_{h,j} R_j) + D_j \cdot N_m(k_{h,j} R_j)) - \frac{i\omega \varepsilon_{tj}}{k_{h,j}^2} (A_j \cdot J'_m(k_{e,j} R_j) + B_j \cdot N'_m(k_{e,j} R_j)) = \\
 & \frac{\beta m}{R_j k_{h,j+1}^2} (C_{j+1} \cdot J_m(k_{h,j+1} R_j) + D_{j+1} \cdot N_m(k_{h,j+1} R_j)) - \\
 & \frac{i\omega \varepsilon_{tj+1}}{k_{h,j+1}^2} (A_{j+1} J'_m(k_{e,j+1} R_j) + B_{j+1} N'_m(k_{e,j+1} R_j)) \tag{4.16}
 \end{aligned}$$

muss durch Berücksichtigung der elektrischen Randbedingungen bei $\rho = R_3$ an der Leiteroberfläche mit $E_\phi = E_z = 0$ entsprechend ergänzt werden. Zusätzlich führt die physikalische Begrenzung auf endliche Feldenergien zu $B_1 = D_1 = 0$, da auf der Symmetrieachse bei $\rho = 0$ die Neumannfunktionen gegen unendlich streben. Sind die geometrischen Abmaße und dielektrischen Materialeigenschaften der Struktur bekannt, besteht das resultierende Gleichungssystem aus sieben Unbekannten und sechs Gleichungen.

$$\begin{pmatrix} J_m(k_{h,3} R_2) - \frac{N_m(k_{h,3} R_2) J'_m(k_{h,3} R_3)}{N'_m(k_{h,3} R_3)} & \dots & 0 \\ 0 & \dots & J_m(k_{e,3} R_2) - N_m(k_{e,2} R_2) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \frac{\beta m N_m(k_{e,2} R_1) (k_{h,1}^2 - k_{h,2}^2)}{R_1 k_{h,1}^2 k_{h,2}^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \\ \vdots \\ C_1 \end{pmatrix} = 0 \tag{4.17}$$

Die Ausbreitungskonstante β verbleibt dabei als einzige Unbekannte der Matrix. Ergibt ihre Determinante mit einem gewählten Wert der Ausbreitungskonstante einen Betrag ungleich null, so existiert genau eine Lösung. Wie leicht zu sehen ist, erfüllt in diesem Fall stets die triviale Lösung, also die Abwesenheit des Feldes mit $A_3 = B_3 = \dots = 0$, die Forderungen aus Gleichung (4.17). Deshalb besitzt das Gleichungssystem nur bei einer verschwindenden Determinante nichttriviale Lösungen, d. h., wenn die zunächst unbekannte Ausbreitungskonstante entsprechend gewählt wurde. In diesem Fall ist Gleichung (4.17) erst nach der Vorgabe eines der linearen Amplitudenfaktoren A_3, B_3, \dots mit einem Wert ungleich null eindeutig bestimmt. Die Koeffizienten können nun durch Bestimmung des Nullraums der Matrix erhalten werden.

Das gesamte Feld ist daraufhin über (4.6) und (4.7) für jede Sektion mit den Gleichungen (4.8)-(4.11) gegeben. Für jede Mode einer gegebenen azimuthalen Ordnung ($m = 0, 1, 2, \dots$) können so nach geeigneter Wahl von m verschiedene Lösungen für die Ausbreitungskonstante gefunden werden. Die Feldverläufe der resultierenden quasi-TE mn - und TM mn -Moden sind bei unterschiedlichen Dielektrika verzerrt und für $m > 0$ miteinander verkoppelt. Sie ähneln den entsprechenden Wellentypen des ungestörten Hohlleiters.

Ist die Ausbreitungskonstante wie im hier betrachteten Fall aufgrund der bekannten Resonatorlänge mit

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{h} \quad (\text{für TE}_{111}) \quad \text{und} \quad \beta = 0 \quad (\text{für TE}_{010}) \quad (4.18)$$

bereits bekannt, kann stattdessen die dieser Ausbreitungskonstante zugehörige Permittivität der Probe bestimmt werden. Dielektrische Verluste können mit einer komplexen Ausbreitungskonstante durch Bestimmung einer komplexen Probenpermittivität auf gleiche Weise ermittelt werden, jedoch ist die so erhaltene Feldverteilung nicht mehr die exakte Lösung der Maxwellgleichungen. Eine exakte Formulierung unter Berücksichtigung verlustbehafteter Dielektrika kann durch die Beschreibung der z -Komponenten in Form einer Reihe in gleicher Weise durchgeführt werden [Shi81]. Sind die dielektrischen Verluste aber gering im Sinne ihrer Einflussnahme auf das HF-Feld ($\tan(\delta) < 0,5$), wie es bei allen bisher untersuchten Flüssigkristallen mit $\tan(\delta)_{\perp} < 0,04$ der Fall ist, sind die Unterschiede nach [Shi81] vernachlässigbar.

Das Auffinden der geeigneten, d. h. Gleichung (4.16) nichttrivial erfüllenden Permittivitäten, unterscheidet sich nun für die beiden hier verwendeten Resonanzmoden. Im Gegensatz zu dem E-Feld der TE 111 -Mode hat das elektrische Feld der quasi-TM 010 -Mode auch nach der Störung mit den Dielektrika bei der Resonanzfrequenz nur eine z -Komponente. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, zuerst mit dieser Mode die Permittivität der langen LC-Achse zu bestimmen, weil sie somit nur von $\varepsilon_{z,LC}$ abhängig ist. Die Berechnung der Determinante aus obiger Matrix kann für diese Mode wegen $m = \beta = 0$ mit

$$\begin{aligned} E &= k_{e,1} (k_{h,2})^2 \varepsilon_{t1} J(1, k_{e,1} R_1) \\ F &= k_{e,2} (k_{h,1})^2 \varepsilon_{t2} J(0, k_{e,1} R_1) \\ G &= k_{e,2} (k_{h,3})^2 \varepsilon_{t2} (Y(0, k_{e,3} R_2) J(0, k_{e,3} R_3) - Y(0, k_{e,3} R_3) J(0, k_{e,3} R_2)) \\ H &= k_{e,3} (k_{h,2})^2 \varepsilon_{t3} (Y(0, k_{e,3} R_3) J(1, k_{e,3} R_2) - Y(1, k_{e,3} R_2) J(0, k_{e,3} R_3)) \end{aligned} \quad (4.19)$$

zu

$$\frac{-E \cdot J(0, k_{e,2} R_1) + F \cdot J(1, k_{e,2} R_1)}{E \cdot Y(0, k_{e,2} R_1) - F \cdot Y(1, k_{e,2} R_1)} + \frac{G \cdot J(1, k_{e,2} R_2) + H \cdot J(0, k_{e,2} R_2)}{G \cdot Y(1, k_{e,2} R_2) + H \cdot Y(0, k_{e,2} R_2)} = 0 \quad (4.20)$$

vereinfacht werden. Ihre Lösung, bezüglich der $\varepsilon_{z,LC}$ -Permittivität für den Spezialfall $\beta = 0$, ist identisch mit der bereits in [Luk68] angegebenen transzendenten Gleichung für isotrope Medien. Das Auffinden der LC-Permittivität, mit welcher Gleichung (4.16) bzw. (4.20) erfüllt wird, erfolgt nun durch die Bestimmung eines Intervalls, innerhalb dessen sich die jeweilige

Lösung befinden muss. Hierzu wird die E-Feld-Formulierung des von Berk entwickelten Variationsprinzips für Resonatoren verwendet [Ber56]:

$$\omega^2 \iiint_V \vec{E}_0^* \varepsilon \vec{E}_0 \, dV - \iiint_V (\nabla \times \vec{E}_0^*) \cdot \mu^{-1} \cdot (\nabla \times \vec{E}_0) \, dV = 0. \quad (4.21)$$

Dessen Auflösung nach der unbekannten LC-Permittivität mit den ungestörten E- und H-Feldern als „*Trial Fields*“ (siehe [Ber56]) führt nach Integration zu

$$\varepsilon_{z,LC,TF} = \varepsilon_2 + \frac{\frac{\lambda_1^2}{\omega_{Res}^2 \mu} J_1(\lambda_1)^2 + (\varepsilon_3 - \varepsilon_2) R_2^2 \left(J_0 \left(\frac{R_2 \lambda_1}{R_3} \right)^2 + J_1 \left(\frac{R_2 \lambda_1}{R_3} \right)^2 \right) - \varepsilon_3 R_3^2 J_1(\lambda_1)^2}{R_1^2 \left(J_0 \left(\frac{R_1 \lambda_1}{R_3} \right)^2 + J_1 \left(\frac{R_1 \lambda_1}{R_3} \right)^2 \right)}, \quad (4.22)$$

wobei λ_1 die erste Nullstelle der Besselfunktion nullter Ordnung darstellt. Die so erhaltene Lösung wäre die exakte $\varepsilon_{z,LC}$ -Permittivität, welche für die TM010-Mode zur Erfüllung der Cutoff-Bedingung bei Resonanzfrequenz führt, wenn sich das Feldbild nicht verändern würde. Da es sich gegenüber der Referenzmessung durch die höhere Permittivität des eingebrachten Mediums im Vergleich zum „*Trial Field*“ stärker in der Probe konzentriert, liefert die Berechnung nach obiger Beziehung stets einen etwas zu großen Wert für $\varepsilon_{z,LC}$. Die Gleichung (4.20) erfüllende Permittivität befindet sich demnach im Intervall

$$\frac{\varepsilon_{z,LC,TF} + 1}{2} \leq \varepsilon_{z,LC} \leq \varepsilon_{z,LC,TF}. \quad (4.23)$$

Mit diesen Grenzen erfolgt die Lösung der transzendenten Gleichung (4.20) mit dem Dekker-Brent-Verfahren (einer Kombination aus Sekanten- und Bisektionsverfahren) unabhängig vom Verlauf der Fehlerfunktion mit gesicherter Konvergenz.

Ist der Wert der langen dielektrischen Achse des LCs bekannt, kann er in die Matrix aus Gleichung (4.16) eingesetzt werden, um im nächsten Schritt die Permittivität der kurzen LC-Achse zu bestimmen. Dies erfolgt auf ähnliche Weise durch die Auswertung der TE111-Mode anhand Gleichung (4.16), die nach der dielektrischen Füllung Feldanteile entlang beider Achsen besitzt.

Die Formulierung einer analytischen Lösung nach Gleichung (4.16) oder (4.20) ist nur für geometrisch einfachste Strukturen möglich und exakt unter den Voraussetzungen einer unendlich gut leitfähigen, metallischen Berandung und ohne die notwendigen Proben- und Koppelöffnungen (siehe Abbildung 4.4). Diesbezüglich nutzt die hier beschriebene Charakterisierungsmethode den Vorteil eines differenziellen Messverfahrens. Da allerdings sowohl die Resonanzfrequenz als auch die Feldverteilung abhängig von der dielektrischen Füllung sind, wirken sich deren Einflüsse in der Leermessung und der Messung mit einer dielektrischen Füllung unterschiedlich aus. Dieser Unterschied muss daher berücksichtigt werden. Ist das Feld unter Annahme obiger Vereinfachungen bekannt und die noch unberücksichtigten Einflussgrößen hinreichend klein, können sie als Störung aufgefasst und mit Näherungsrechnungen

behandelt werden. Zum einen führt dies zu einer Verbesserung des Modells, das der Charakterisierung zugrunde liegt und somit zu einer genaueren Bestimmung der Materialparameter. Zum anderen können die darüber hinausgehenden Restfehler systematischer Natur quantitativ zumindest abgeschätzt werden.

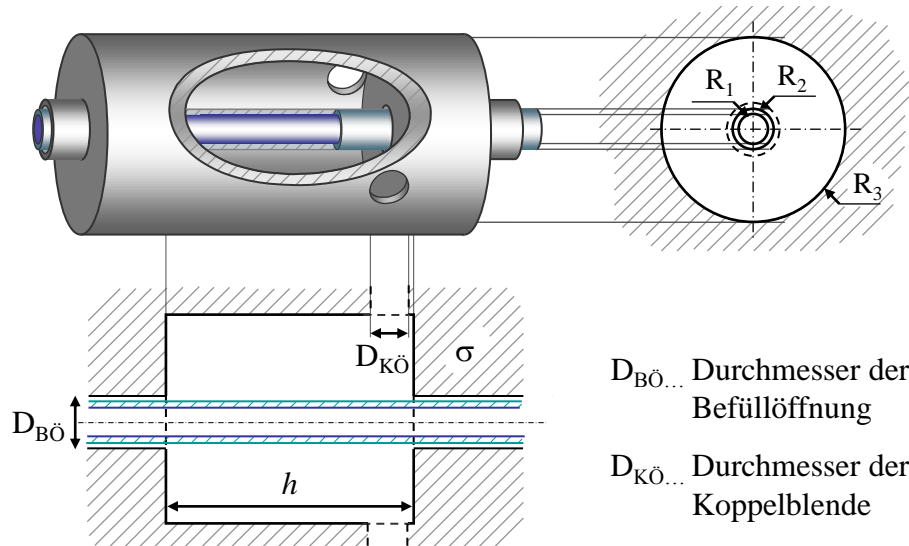


Abb. 4.4: Zylindrische Kavität mit Befüll- und Koppelöffnungen.

4.1.2 Störungsrechnung

Jeweils von der ungestörten Feldverteilung der Struktur in Abbildung 4.3 ausgehend, wird zunächst der Einfluss der Befüllöffnung für den ungestörten Hohlleiter betrachtet. Beeinflusst wird sowohl die Resonanzfrequenz als auch, bedingt durch die andere Stromverteilung, die Güte des Resonators. Aufgrund des signifikanten Einflusses der Öffnung auf die Feldverteilung in direkter Umgebung der später einzufügenden Probe wird die Auswertung der Permittivität bei Verwendung der TM_{01n} -Moden besonders stark beeinflusst. Deshalb wurden von verschiedenen Autoren Näherungsformeln für die Verschiebung der Resonanzfrequenz dieser Moden vorgeschlagen [Est60, Shi81, PF07]. Hervorzuheben ist die empirisch ermittelte Beziehung von Estin [Est60], welche sehr genaue Korrekturwerte liefert.

All diesen Verfahren ist gemein, dass die Feldverteilung entweder durch eine Monomode-Beschreibung angenähert oder in Form einer empirischen Formel nicht explizit berechnet wird. Dadurch kann deren Einfluss auf die Güte infolge der geänderten und somit weiterhin unbekannten Stromverteilung nicht bestimmt werden. Darüber hinaus bleibt die Anisotropie unberücksichtigt. Um diese Lücke zu schließen, wird nachstehend eine Beschreibung zur Untersuchung dieser Einflüsse entwickelt.

Ausgangspunkt ist die von Bethe entwickelte Theorie zur Abstrahlung von Wellen durch kleine Öffnungen in einer Wand verschwindender Dicke [Bet44]. Diesen Betrachtungen folgend wird das resultierende Feld E_{Ges} aus Abbildung 4.5a als konstruktive und destruktive Überlagerung

des ungestörten Feldes E_0 und des durch die Öffnung hervorgerufenen Streufeldes E_{St} aus Abbildung 4.5b beschrieben. Wesentlich ist die aus Stetigkeitsbedingungen resultierende Feldstärke von $E_0/2$ auf der Grenzfläche der Störung.

Im Gegensatz zur Abstrahlung in den freien Raum unterscheidet sich die Feldverzerrung durch eine zylindrische Vertiefung derart, dass die erregten Moden weit unterhalb ihrer Cutoff-Frequenz liegen und rasch abklingen. Ein weiterer Unterschied besteht in der fehlenden Symmetrie des Problems im Vergleich zu Bethes Betrachtungen. Die erste Näherung besteht nun in der Annahme, dass das E-Feld in unmittelbarer Umgebung der Störstelle aus einem skalaren Potentialfeld V abgeleitet werden kann. Nach diesem Ansatz lässt sich der Verlauf der E_ρ -Komponente auf Höhe der Störstelle durch eine konforme Abbildung:

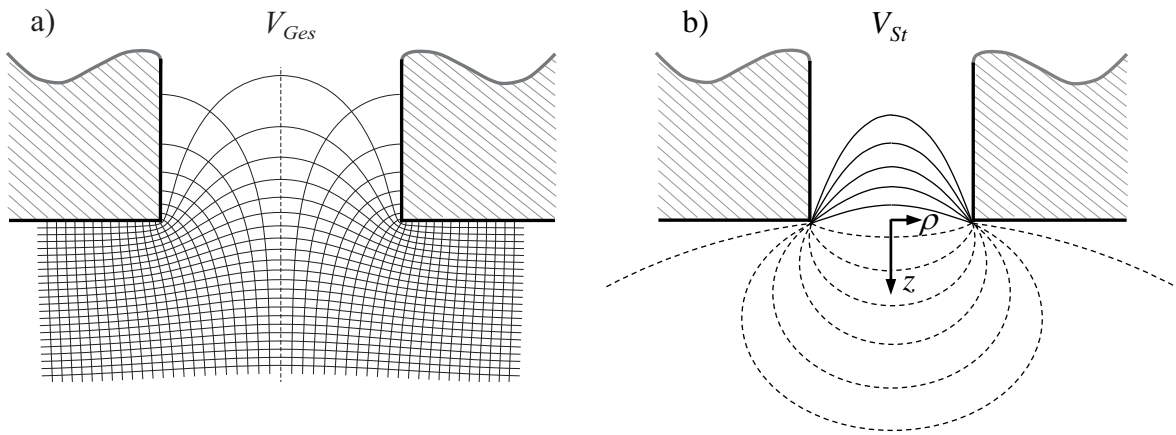


Abb. 4.5: Konforme Abbildung an einem Spalt.

mit

$$z + i\rho = \frac{D_{B\ddot{O}}}{\pi} \left(\sqrt{(u + iv) - 1} - \arcsin \frac{1}{(u + iv)} \right) \quad (4.24)$$

beschreiben. Dabei entsprechen u und v den Koordinaten der Bildebene. Der Potential- und Feldstärkeverlauf kann aus Gleichung (4.24) nur numerisch ermittelt und auf Höhe der Störstelle bei $z = 0$ mit $f_1 = 0,526482$, $f_2 = 0,675110$ und $f_3 = -0,104593$ durch

$$V = \frac{2E_0 R_{B\ddot{O}}}{\pi} \left(f_1 \left(1 - \frac{\rho^2}{R_{B\ddot{O}}^2} \right)^{f_2} + f_3 \left(1 - \frac{\rho^2}{R_{B\ddot{O}}^2} \right) \right) \quad (4.25)$$

$$E_{\rho,St} = -\frac{dV}{d\rho} = -\frac{4E_0}{R_{B\ddot{O}} \pi} \left(f_3 \cdot \rho + f_1 \cdot f_2 \cdot \rho \left(1 - \frac{\rho^2}{R_{B\ddot{O}}^2} \right)^{f_2-1} \right) \quad (4.26)$$

angenähert werden. Die Faktoren $f_{1,2,3}$ wurden mit dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus bestimmt. Sie führen zu einem Fehlerquadrat von 0,01 % bezüglich der mittleren relativen Abweichung für den Potentialverlauf und 0,3 % für das elektrische Feld. Die um den Faktor $1/\pi$ geringere Eindringtiefe des Feldes in eine zylindrische Öffnung gegenüber der eines Spaltes ist in Gleichung (4.26) bereits berücksichtigt.

Da sowohl das einfallende Feld der TM01-Mode als auch die Störung zylindersymmetrisch sind, wird das erregte Feld die gleiche azimutale Ordnung besitzen. Es kann daher innerhalb der Kavität und in der Befüllöffnung als Überlagerung von TM0n-Moden mit

$$E_{\rho,Res} = \sum_{n=1}^{\infty} a_{n,Res} J_1 \left(\rho \frac{\lambda_n}{R_3} \right) \frac{e^{\alpha_{n,Res}(h-z)} - e^{\alpha_{n,Res}z}}{1 - e^{\alpha_{n,Res}h}} \quad (4.27)$$

$$E_{\rho,BÖ} = \sum_{n=1}^{\infty} a_{n,BÖ} J_1 \left(\rho \frac{\lambda_n}{R_{BÖ}} \right) e^{\alpha_{n,BÖ}z} \quad (4.28)$$

beschrieben werden. Dabei entspricht h der Höhe des Resonators und λ_n der n -ten Nullstelle der Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung. Die z -Abhängigkeit der Streufeldkomponente E_{ρ} in Gleichung (4.27) folgt aus der Überlagerung der an beiden Befüllöffnungen innerhalb des Resonators erregten Moden unter der Voraussetzung unendlich häufiger Totalreflexion dieser Dämpfungstypen an den gegenüberliegenden Resonatorwänden.

Ist E_{ρ} an der Grenzfläche bei $z = 0$ aus Gleichung (4.26) näherungsweise bekannt, können nun die unbekannten Amplitudenkoeffizienten $a_{n,Res}$ und $a_{n,BÖ}$ aus den Gleichungen (4.27) und (4.28) an beiden Seiten der Störstelle berechnet werden. Hierfür wird $E_{\rho,St}$ jeweils in Form einer Fourier-Besselreihe orthogonaler Zylinderfunktionen nach den TM0n-Grundwellen in beiden Querschnitten entwickelt.

Die Koeffizienten ergeben sich aus der Fourierentwicklung

$$a_{n,Res} = \frac{\int_0^{R_{BÖ}} E_{\rho,St} \cdot J_1 \left(\rho \frac{\lambda_n}{R_3} \right) \rho d\rho}{\int_0^{R_3} \rho \cdot J_1 \left(\rho \frac{\lambda_n}{R_3} \right)^2 d\rho} \quad \text{und} \quad a_{n,BÖ} = \frac{\int_0^{R_{BÖ}} E_{\rho,St} \cdot J_1 \left(\rho \frac{\lambda_n}{R_{BÖ}} \right) \rho d\rho}{\int_0^{R_{BÖ}} \rho \cdot J_1 \left(\rho \frac{\lambda_n}{R_{BÖ}} \right)^2 d\rho} \quad (4.29)$$

für den innerhalb des Resonators befindlichen Teil zu

$$a_{n,Res} = -\frac{4E_0}{R_{BÖ} \pi} \left(\frac{2^{f_2-1} f_1 f_2 \Gamma(f_2) R_{BÖ}^2 J_{1+f_2} \left(\lambda_n \frac{R_{BÖ}}{R_3} \right)}{R_3^2 J_1(\lambda_n)^2 \left(\lambda_n \frac{R_{BÖ}}{R_3} \right)^{f_2}} + \frac{J_2 \left(\lambda_n \frac{R_{BÖ}}{R_3} \right) f_3 R_{BÖ}}{\lambda_n J_1(\lambda_n)^2} \right), \quad (4.30)$$

mit der sich aus der Gammafunktion ergebenden Konstante $\Gamma(f_2) \approx 1.3393$. In Abbildung 4.6 ist der Verlauf von E_{ρ} nach Gleichung (4.27) auf Höhe der Störung mit unterschiedlich vielen Summanden der berücksichtigten Feldtypen gezeigt. Deutlich wird die globale Konvergenz bei steigender Anzahl N berücksichtigter Moden. Wobei die Feldkomponente an der Singularität divergentes Verhalten aufweist (Gibbssches Phänomen), da die Überschwinger anstatt zu verschwinden in die Sprungstelle wandern. Die Koeffizienten des elektrischen Feldes innerhalb des zylindrischen Befüllkanals können ohne den erzwungenen Sprung von Unendlich auf Null mit unbedingter Konvergenz aus Gleichung (4.29) zu

$$a_{n,BÖ} = -\frac{4E_0}{R_{BÖ} \pi} \frac{f_3 J_2(\lambda_n) + \lambda_n 2^{f_2} f_1 f_2 J_{1+f_2}(\lambda_n) \lambda_n^{-f_2} \Gamma(f_2)}{\lambda_n J_1(\lambda_n)^2} \quad (4.31)$$

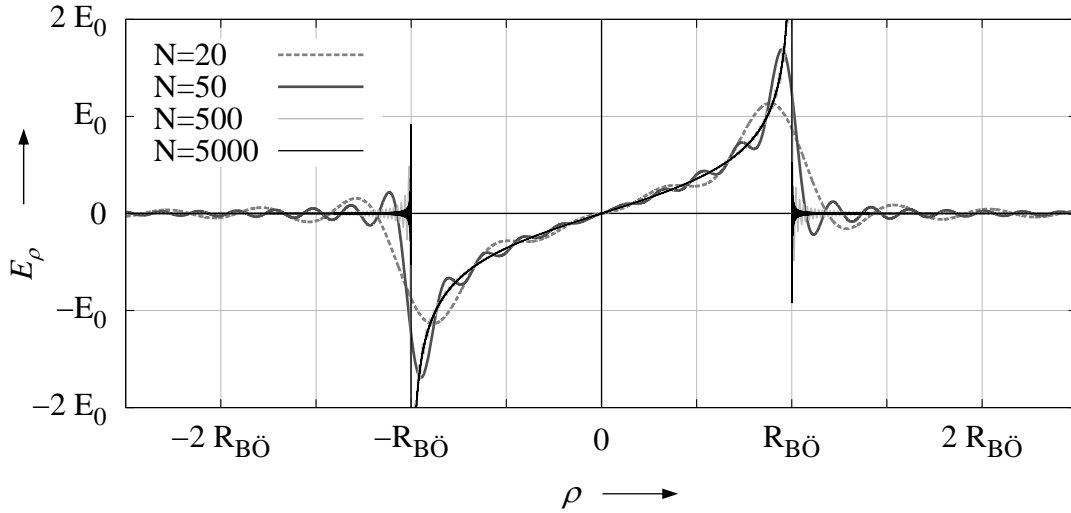


Abb. 4.6: Verlauf der Fourier-Besselreihe mit unterschiedlicher Anzahl N berücksichtigter Moden.

erhalten werden. Die zugehörigen E_z -Komponenten ergeben sich für beide Seiten der Störung aus E_ρ nach der ersten Maxwellgleichung bei Raumladungsfreiheit mit $\text{div}(\vec{E}) = 0$ durch die Integration über z zu

$$E_{z,\text{Res}} = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{a_{n,\text{Res}}}{\alpha_{n,\text{Res}}} \frac{\lambda_n}{h} J_0\left(\rho \frac{\lambda_n}{R_3}\right) \frac{e^{\alpha_{n,\text{Res}}(h-z)} + e^{\alpha_{n,\text{Res}}z}}{1 - e^{\alpha_{n,\text{Res}}h}} + K(\rho) \quad (4.32)$$

$$E_{z,\text{BÖ}} = \sum_{n=1}^{\infty} -\frac{a_{n,\text{BÖ}}}{\alpha_{n,\text{BÖ}}} \frac{\lambda_n}{h} J_0\left(\rho \frac{\lambda_n}{R_{\text{BÖ}}}\right) e^{\alpha_{n,\text{BÖ}}z}. \quad (4.33)$$

Abschließend ist die Integrationskonstante K auf der Resonatorseite mit der nur von ρ abhängigen Mode (dem Feld der TM₀₁₀-Cutoff-Mode mit $\alpha_{1,\text{Res}} = 0$) durch Wahl von $b_{1,\text{Res}}$ so zu bestimmen, dass die E_z -Komponenten beider Seiten bei $z = \rho = 0$ angepasst sind bzw. beidseitig denselben Wert besitzen.

Ist die Anzahl der Summanden entsprechend hoch gewählt, erfüllt die E_ρ -Feldkomponente bereits die Stetigkeitsbedingung. Die Unvollständigkeit des Ansatzes mit dem quasi-statischen Feldverlauf an der Befüllöffnung zeigt sich in einer kleinen verbleibenden Unstetigkeit der E_z -Komponente, welche nicht mehr in z -unabhängige Grundtypen zerlegt werden kann.

Abbildung 4.7 zeigt den übereinstimmenden Verlauf lokaler E_ρ -Komponenten der hier entwickelten Störungsrechnung mit den grau hinterlegten Ergebnissen einer 3D-Feldsimulation mit CST MICROWAVE STUDIO® 2011 (CST MWS) jeweils parallel und in kurzem Abstand zur Störung. Gewählt wurde eine zylindrische Kavität ($h = 2 \cdot R_3$) mit einer Befüllöffnung $R_{\text{BÖ}} = R_3/6$. Die folgenden Vergleichssimulationen wurden dabei jeweils mit mehr als 7,3 Millionen Gitterzellen nach Zuweisung der drei Symmetrieebenen mit der Jacobi-Davidson-Methode („Desired Accuracy“ $< 1e-9$) für eine Mode durchgeführt.

Wesentlich für die Materialauswertung ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz gegenüber derjenigen der idealen Struktur ohne die Befüllöffnungen. Nachdem der Feldverlauf aus obigen

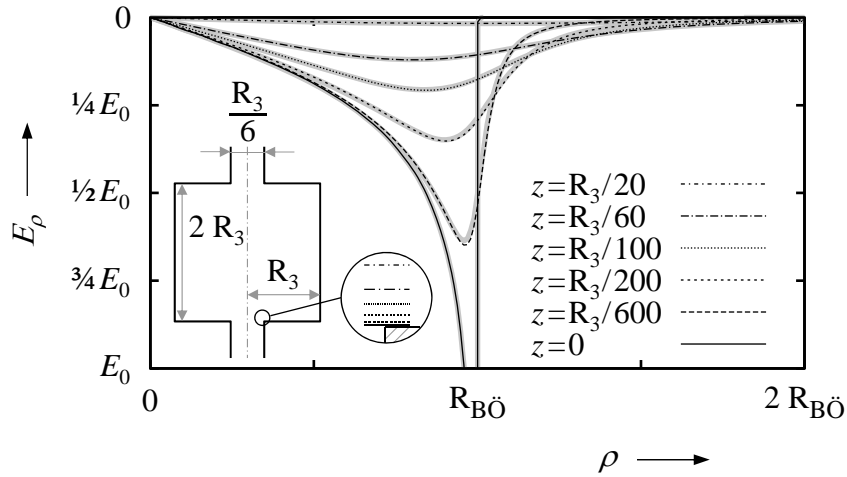


Abb. 4.7: Vergleich des Feldverlaufes der Störungsrechnung mit CST MWS.

Betrachtungen unter Berücksichtigung der Störung bekannt ist, wird zu deren Berechnung wieder auf das Variationsprinzip nach Gleichung (4.21) zurückgegriffen. Für die ungefüllte zylindrische Kavität kann die tatsächliche Resonanzfrequenz der gestörten quasi-TM₀₁₀-Mode aufgrund der Orthogonalität der Basisfunktionen des leeren Hohlleiters mit

$$\omega^2 = \frac{\sum_{n=1}^N \iiint_{V_{Res}} \vec{E}_{n,Res}^* \epsilon \vec{E}_{n,Res} dV + \sum_{m=1}^M \iiint_{V_{BÖ}} \vec{E}_{m,BÖ}^* \epsilon \vec{E}_{m,BÖ} dV}{\sum_{n=1}^N \iiint_{V_{Res}} (\nabla \times \vec{E}_{n,Res}^*) \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}_{n,Res}) dV + \sum_{m=1}^M \iiint_{V_{BÖ}} (\nabla \times \vec{E}_{m,BÖ}^*) \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}_{m,BÖ}) dV} \quad (4.34)$$

berechnet werden. Abbildung 4.8 zeigt einen Vergleich der so ermittelten Resonanzfrequenz f_0 mit den Ergebnissen der Vollwellensimulationen mit CST MWS („*Finite Integration Technique*“) und dem μ Wave Wizard („*Mode-Matching-Technique*“). Die Radien der verschiedenen großen Befüllöffnungen sind dabei auf den Außenradius der Kavität bezogen. Erkennbar ist

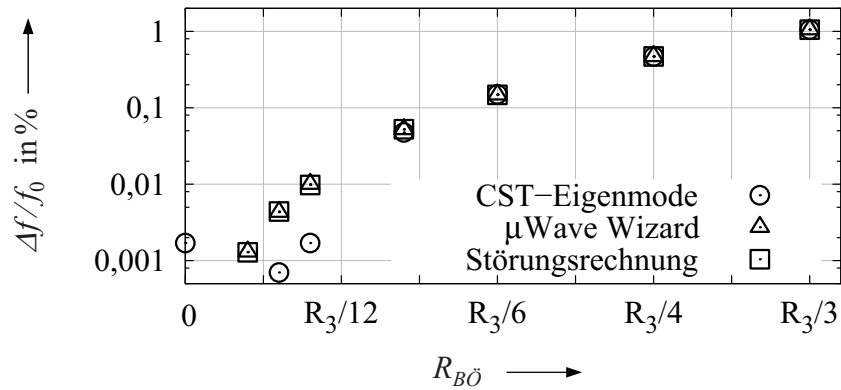


Abb. 4.8: Vergleich der normierten Frequenzverschiebung Δf mit CST MWS, dem μ Wave Wizard und der hier entwickelten Störungsrechnung.

die hohe Übereinstimmung der Resonanzfrequenzverschiebung insbesondere mit den Ergebnissen des μ Wave Wizards. Die mit CST MWS ermittelten Eigenfrequenzen scheinen für die

Auflösung der anfänglich noch äußerst kleinen Änderungen nicht stabil genug.

Die durch die Störung hervorgerufene Frequenzänderung der leeren Kavität kann mit dem hier beschriebenen Verfahren somit sehr genau bestimmt werden. Der auf dem quasi-statischen Ansatz beruhende Restfehler kann gegenüber den u. a. durch fertigungsbedingte Toleranzen hervorgerufenen Unsicherheiten vernachlässigt werden.

Für die Berechnung der Frequenzverschiebung einer nach Abbildung 4.4 gefüllten Kavität müssen im nächsten Schritt die Ausbreitungskonstanten und Gestalt der Basisfunktionen mit Gleichung (4.20) bestimmt werden. Sind diese bekannt, so können die Amplituden durch Ausnutzung der Orthogonalität des zur Ausbreitungsrichtung senkrechten D-Feldes mit dem E-Feld nach demselben Prinzip³ ermittelt werden. Jedoch müssen die nun stückweisen Integrationen aus Gleichung (4.30) und (4.34) numerisch aufwendig berechnet werden. Zusätzlich wäre die Genauigkeit der quasistatischen Näherung entlang der Befüllöffnung vom zu testenden Material abhängig und somit schwer abschätzbar.

Daher wird an dieser Stelle unter Annahme zunächst verlustfreier Dielektrika das klassische Mode-Matching-Verfahren auf den Sprung eines inhomogenen, mit einem anisotropen Material gefüllten, Rundhohlleiters angewandt.

Im Gegensatz zu obiger Entwicklung in beidseitige TM_{0n}-Moden aus einem gegebenen Feldstärkeverlauf wird das resonatorseitig tangential einfallende E- und H-Feld der Resonanzmode zusammen mit den zurückgestreuten Moden und den in der Befüllöffnung erregten Wellentypen gleichgesetzt. Die Amplitude A_1 des einfallenden magnetischen Feldes wird dabei vorgegeben.

$$\frac{A_1 \beta}{\omega \varepsilon_t} \vec{E}_{\rho,1,Res} + \sum_{n=1}^N \frac{a_{n,Res} \cdot \beta_{n,Res}}{\omega \varepsilon_t} \vec{E}_{\rho,n,Res} = \begin{cases} \sum_{m=1}^M \frac{a_{n,BÖ} \cdot \beta_{n,BÖ}}{\omega \varepsilon_t} \vec{E}_{\rho,n,BÖ} & : |\rho| \leq R_{BÖ} \\ 0 & : |\rho| > R_{BÖ} \end{cases} \quad (4.35)$$

$$A_1 \cdot \vec{H}_{\varphi,1,Res} + \sum_{n=1}^N a_{n,Res} \cdot \vec{H}_{\varphi,n,Res} = \begin{cases} \sum_{m=1}^M a_{n,BÖ} \cdot \vec{H}_{\varphi,n,BÖ} & : |\rho| \leq R_{BÖ} \\ \text{beliebig} & : |\rho| > R_{BÖ} \end{cases} \quad (4.36)$$

Die den Moden zugehörigen Phasenkonstanten β_n müssen hierzu anhand Gleichung (4.20) bei der gemessenen Resonanzfrequenz bestimmt werden. Nach Ausnutzung der Orthogonalitätsbeziehungen

$$\int_0^{R_3} \vec{E}_{\rho,n,Res} \cdot \varepsilon_t \cdot \vec{E}_{\rho,m,Res} \rho \, d\rho = 0 \text{ für: } n \neq m \text{ und } \delta_{e,n} \text{ für: } n = m \quad \text{und} \quad (4.37)$$

$$\int_0^{R_{BÖ}} \vec{H}_{\varphi,n,BÖ} \cdot \varepsilon_t^{-1} \cdot \vec{H}_{\varphi,m,BÖ} \rho \, d\rho = 0 \text{ für: } n \neq m \text{ und } \delta_{h,n} \text{ für: } n = m, \quad (4.38)$$

entstehen nach beidseitiger Multiplikation der Gleichungen (4.35) und (4.36) mit den entsprechenden Feldern und nachfolgender Integration des elektrischen Feldes über den Radius der Kavität sowie des magnetischen Feldes über der Befüllöffnung, zwei Gleichungssysteme. Nach

³Der stetige Funktionsverlauf nach Gleichung (4.26) entspricht dann dem D-Feld.

deren Zusammenfassung liefert deren Lösung für eine endliche Anzahl N, M betrachteter Moden die Amplitudenkoeffizienten der reflektierten und transmittierten höheren Moden. Mit der daraufhin bekannten Feldverteilung ergibt sich die neue Resonanzfrequenz bzw. deren komplexe Verschiebung mit Berücksichtigung verlustbehafteter Dielektrika nach dem „*Reaction Concept*“ von Rumsey [Rum54] (ähnelt dem „*Variational Principle*“ von Berk)⁴.

$$\omega^2 = \frac{\iiint_{V_{Res}} \sum_{n=1}^N \vec{E}_{n,Res} \varepsilon \vec{E}_{n,Res} dV + \iiint_{V_{BÖ}} \sum_{m=1}^M \vec{E}_{m,BÖ} \varepsilon \vec{E}_{m,BÖ} dV}{\iiint_{V_{Res}} \sum_{n=1}^N (\nabla \times \vec{E}_{n,Res}) \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}_{n,Res}) dV + \iiint_{V_{BÖ}} \sum_{m=1}^M (\nabla \times \vec{E}_{m,BÖ}) \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}_{m,BÖ}) dV} \quad (4.39)$$

Dabei ist zu beachten, dass bei der Integration im Nenner von Gleichung (4.39) keine Orthogonalität mehr ausgenutzt werden kann. Die analytische Berechnung der Integrale der Gleichungen (4.39) und (4.34) ist aufwendig aber elementar.

Nach ähnlichen Betrachtungen für die TE₁₁₁-Mode kann die Auswirkung der Befüllöffnung auf die Materialauswertung nun deutlich verringert werden. Durch die schnelle Konvergenz des Mode-Matching-Verfahrens für globale Schaltungsparameter wie der Resonanzfrequenz bleibt dabei die Möglichkeit der Echtzeitauswertung erhalten.

Jeweils von den so berechneten Feldverteilungen im gefüllten und ungefüllten Zustand ausgehend, wird als Nächstes der Einfluss der metallischen Leitfähigkeit betrachtet. Beeinflusst werden sowohl die Güte als auch die Resonanzfrequenz. Die endliche Leitfähigkeit kann in Form metallischer Verluste als Dämpfungsfaktor α_m der jeweiligen Übertragungsmode mit der „*Power Loss-Methode*“ angenähert werden. Voraussetzung dieser Näherung ist eine hinreichend hohe Leitfähigkeit der Resonatorberandung und ein ausreichend großer Abstand der Ausbreitungskonstante zu derjenigen anderer Moden, d. h. keine Entartung. Wobei mit Entartung hier Wellentypen mit ungleicher ρ -Abhängigkeit oder anderer azimuthaler Ordnung m zu verstehen sind.

Die komplexe Verschiebung der Resonanzfrequenz berechnet sich aus der in Wärme abgeführten Energie bezogen auf die Gesamtenergie des Feldes [Sim89]. Sie kann aus dem induzierten Strom in der metallischen Berandung unter Berücksichtigung des Skineffekts und der Leitfähigkeit gewonnen werden. Hierzu werden die ihn erregenden tangentialen H-Felder an der Oberfläche mithilfe der Oberflächenimpedanz auf die Gesamtenergie bezogen:

$$Z = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma + i\omega\varepsilon}} = R + iX \quad (4.40)$$

$$\omega - \omega_0 = iR \frac{\oint_c H_0 H_0^* dA}{\int_V (\varepsilon E_0 E_0^* + \mu H_0 H_0^*) dV} - X \frac{\oint_c H_0 H_0^* dA}{\int_V (\varepsilon E_0 E_0^* + \mu H_0 H_0^*) dV} \quad (4.41)$$

Diese Berechnungen müssen mit dem aus den obigem Verfahren erhaltenen Feldverläufen für den verschieden gefüllten Resonator durchgeführt werden.

⁴Ein Rechenbeispiel der obigen Störungsrechnung für den Befüllkanal im ungefüllten Resonator und die Berechnung der sich daraus ergebenden Resonanzfrequenz ist anhand eines Beispiels im mathematischen Anhang dargestellt.

Die letzte hier berücksichtigte Störung wird durch die Koppelöffnungen verursacht. Ihr Einfluss auf das Ergebnis der Materialcharakterisierung ist verglichen mit dem der Befüllöffnung gering, da die Änderung der Feldverzerrung am Rand der Kavität durch eine mittig eingebrachte Materialprobe verhältnismäßig klein ist. Sie wird daher ausreichend genau mit Näherungen behandelt, wie sie in [Gao92] vorgestellt wurden.

Werden nun die dielektrischen Eigenschaften der zwei Achsen des zu charakterisierenden Flüssigkristalls geeignet gewählt, so stimmen die Änderungen der Resonanzfrequenzen und Güte der Leermessung mit den Frequenzverschiebungen und Güteänderungen des Modells überein und die Permittivitätsbestimmung ist abgeschlossen.

Eine brauchbare Näherung dieser Werte kann wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, unter Annahme der idealen Struktur erhalten werden. Unter Berücksichtigung der geometrie- und materialspezifischen Korrekturwerte nach der Störungsrechnung müssen die Materialeigenschaften angepasst werden. Dies erfolgt für die erste Iteration durch eine entsprechende Änderung der theoretischen Verschiebungsfrequenzen für die Auswertung der idealen Struktur und nachfolgender Störungsrechnung. Sind die verbesserten Ergebnisse dieser zweiten Iteration vorhanden, ist es ausreichend mit nur einer weiteren Annäherung mit dem Sekantenverfahren die Materialauswertung abzuschließen.

4.1.3 Bestimmung der Resonanzfrequenz und Güte der jeweiligen Resonanzmoden

Um die LC-Materialeigenschaften zu bestimmen, wurde im vorherigen Abschnitt die Änderung der Güte und Resonanzfrequenz gegenüber einer Referenzmessung als bekannt vorausgesetzt. Deren Bestimmung hat einen signifikanten Einfluss auf die Genauigkeit und Stabilität der Materialauswertung. Weiterhin ergibt sich gegenüber der gebräuchlicheren Auswertung mit einem Resonanztyp (unter Einhaltung eines möglichst großen Abstandes zu benachbarten Moden), bei der Verwendung zweier hinsichtlich ihrer Frequenz dicht benachbarter Moden eine Beeinflussung des Amplitudenverlaufes. Aus diesem Grund wird nachfolgend auf die Auswertung der gemessenen Größen kurz eingegangen.

Die Messergebnisse liegen bei dem hier verwendeten Netzwerkanalysator Anritsu 37397C in Form komplexwertiger Streuparameter vor und werden durch eine externe Steuerung automatisch ausgelesen.

Im nächsten Schritt wird der Kurvenverlauf des 5 dB-Bereichs um beide Mittenfrequenzen jeweils einzeln mit dem Verlauf von gewählten Parametern der linken Ersatzschaltung aus Abbildung 4.9 verglichen. Hierzu werden nach einer ersten Abschätzung der Mittenfrequenz die restlichen Schaltungsparameter anhand zweier Punkte berechnet. Ausgehend von diesen Werten wurde das Übertragungsverhalten der Schaltung mit einer Fehlerquadratminimierung bestmöglich an den Verlauf der gemessenen Einfügedämpfung angepasst.

Davon ausgehend werden in einem zweiten Schritt die Parameter der die physikalische Problemstellung besser nachbildenden rechten Ersatzschaltung aus Abbildung 4.9 bestimmt.

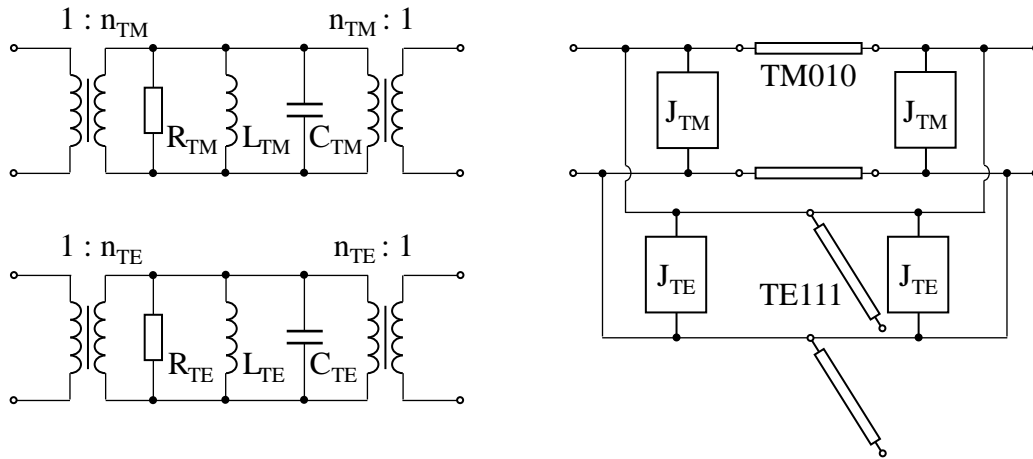


Abb. 4.9: Ersatzschaltungen für die Parameterextraktion.

Anstelle der Güte und Mittenfrequenz treten dabei die näher an der Auswertung liegenden Parameter, wie die zwei komplexen Ausbreitungskonstanten für die jeweiligen Hohlleitermoden, als Optimierungsvariablen auf.

Nach dem Ersetzen der Inverter durch Leitungsimpedanzen und der Ausdrücke des materialabhängigen effektiven Leitungsquerschnitts der TM-Mode mit einer äquivalenten Leitungslänge kann die Übertragungsfunktion des obigen Modells berechnet werden. Für eine nachfolgende Optimierung werden die Startwerte für beide Ausbreitungskonstanten und die Inverter aus den Ergebnissen des einfacheren Modells ermittelt. In Abbildung 4.10 ist der Verlauf

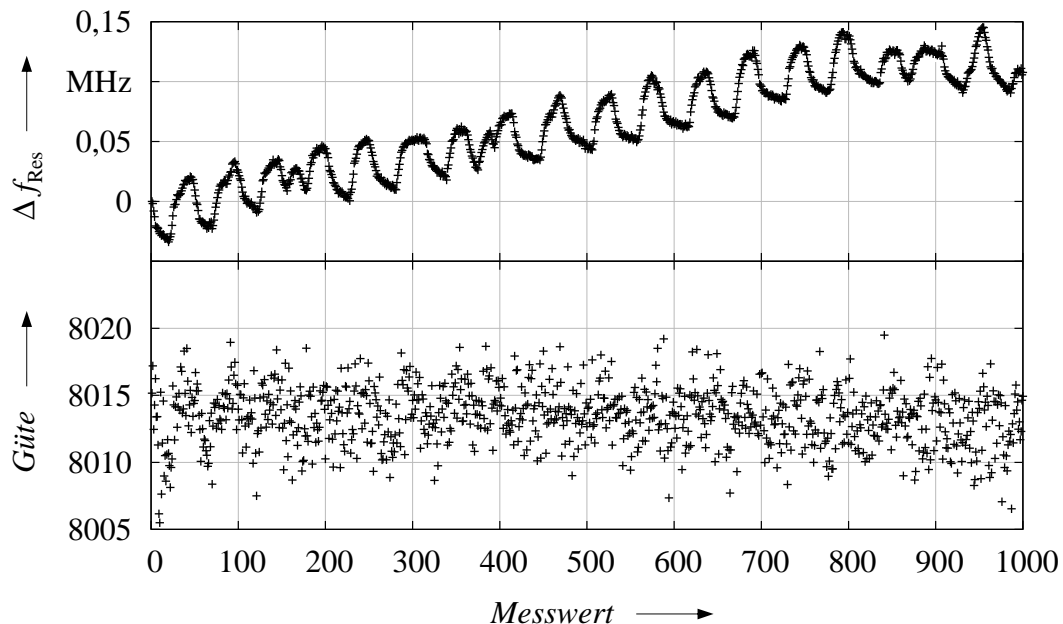


Abb. 4.10: Zeitverhalten und Stabilität der Auswertung.

der unbelasteten Leergüte und der Resonanzfrequenzänderung für die TM010-Mode über eintausend Messzyklen und somit deren Streuung aufgrund des Rauschens und der Temperaturdrift dargestellt. Dabei sind die relativen Schwankungen der rechten Ersatzschaltung

aus Abbildung 4.9 etwas kleiner. Der Grund für die geringere Empfindlichkeit des zweiten Modells liegt in der besseren Näherung des realen Systemverhaltens. Für das in der Literatur häufig verwendete Modell der linken Ersatzschaltung besteht immer eine größere Abweichung, selbst für eine ideal rauschfreie Messung. Daher ist das Fehlerminimum zum Auffinden der Schaltungsparameter etwas schwächer ausgeprägt. Kommt statistisches Rauschen hinzu, werden die Werte im Mittel stärker vom ideal erreichbaren Minimum abgelenkt, als es beim komplexeren Modell der Fall ist.

Sind die komplexen Ausbreitungskonstanten der Hohlleitersektionen derart ermittelt, kann die jeweils zugehörige Permittivität nach Abschnitt 4.1.1 mit den darauf folgenden Störungsrechnungen bestimmt werden.

4.1.4 Aufbau des Flüssigkristall-Charakterisierungssystems

In Abbildung 4.11 ist der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messaufbau schematisch dargestellt. Zum Ausrichten der Flüssigkristalle beinhalten der Aluminiumrahmen und die Verkleidung ein Joch mit zwei Permanentmagneten. Zwischen den Magneten befindet sich der Resonator. Die magnetische Feldstärke zwischen den Polschuhen (Abstand: 40 mm) ist

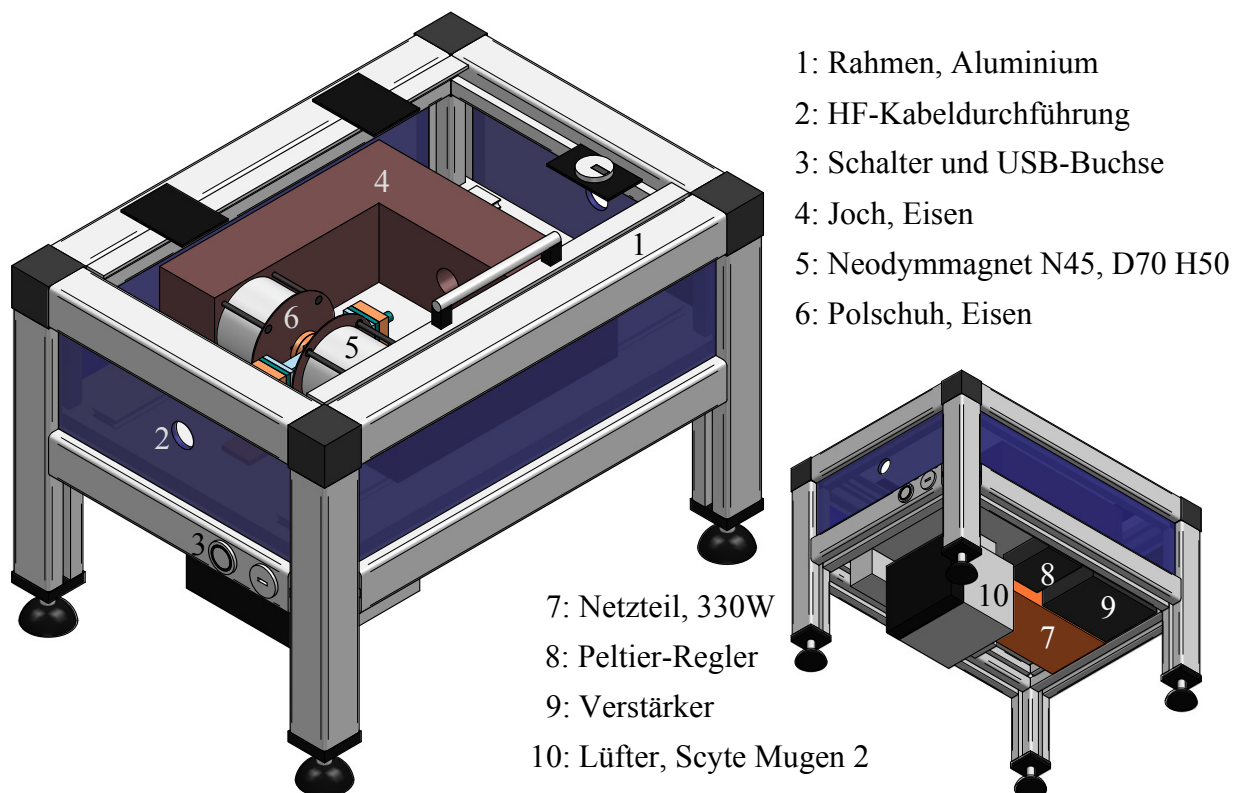


Abb. 4.11: Komponenten des LC-Charakterisierungssystems.

größer als 0,5 T (5 kOe) und damit ausreichend um bei den verwendeten Quarzglasröhrchen (Länge: 36 ± 2 mm) als LC-Container eine definierte Orientierung der Flüssigkristalle zu

gewährleisten. Um die LC-Proben in den Resonator ein- und ausführen zu können, wird das auf einer massiven Aluminiumplatte angebrachte Joch auf einer Linearführung verschoben. Auf Höhe des Röhrchens ist seine Position durch ein federndes Raststück fixiert.

Um die Flüssigkristalle bei verschiedenen Temperaturen charakterisieren zu können, ist unterhalb des Resonators ein $(40 \times 40) \text{ mm}^2$ Hochleistungs-Peltierelement mit 200 Watt Kühl- bzw. Heizleistung angebracht. Die Heißseite des Peltierelements ist über einen massiven Kupferblock durch eine quadratische Öffnung in der Aluminiumplatte mit einem aktiven Kühlkörper verbunden. Alternativ kann stattdessen ein Kälte-Umwälzthermostat der Marke Julabo angeschlossen werden, um durch Vorkühlung einen weiteren Temperaturbereich abdecken zu können. Der Kupferblock ist mit Abstandshülsen und Schrauben aus Edelstahl an der Aluminiumplatte befestigt.

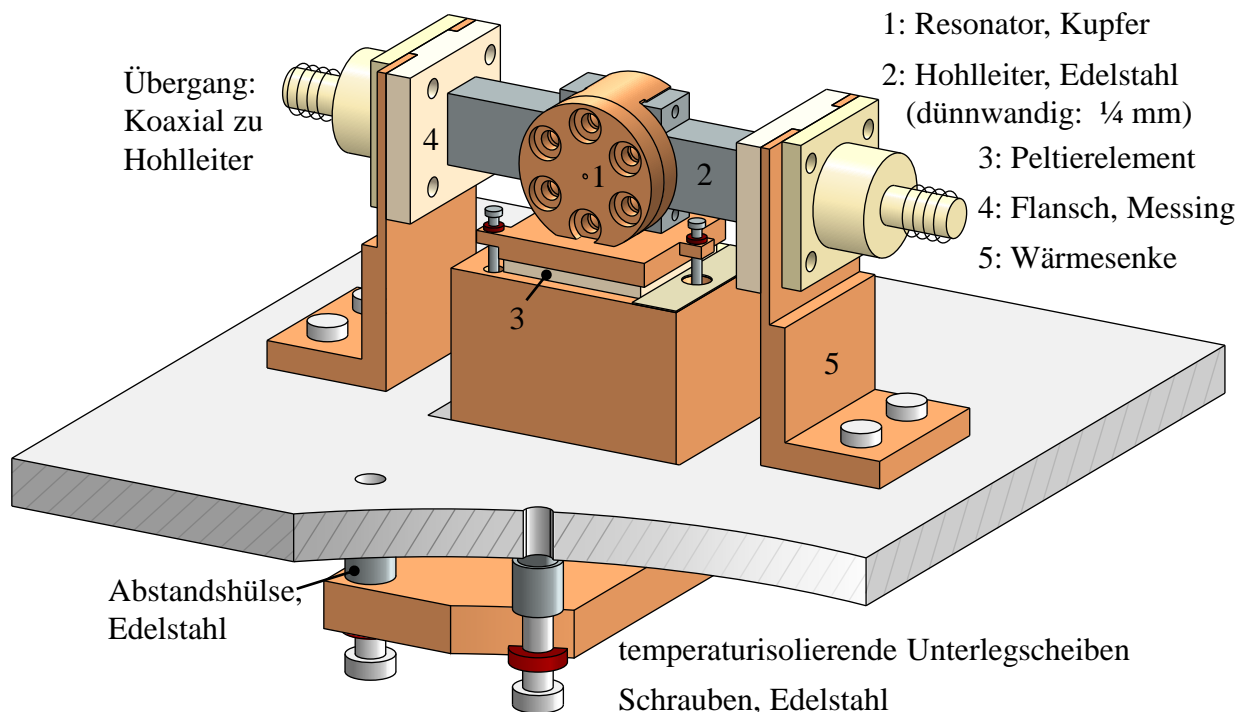


Abb. 4.12: Anordnung des Resonators und des Temperiersystems.

Die Anschlusskabel des Peltierelements sind wegen des geringen Abstands der Polschuhe senkrecht zu den Magneten aus dem Peltierelement herausgeführt. Aufgrund ihrer Steifigkeit, der hohen Ströme bis zu zehn Ampere und der Pulsweitenmodulation (1 kHz), neigen sie im statischen Magnetfeld zu laut pfeifenden Vibrationen und müssen daher mit ihrem zu- und abführendem Kabel entsprechend starr geführt werden.

Die gewünschte Temperatur wird extern von einem PC über die USB-Schnittstelle vorgegeben und von dem unterhalb der Aluminiumplatte befindlichen Steuergerät FTC200 für das Peltierelement mit einer Auflösung von $0,01^\circ\text{C}$ geregelt. Der vom Steuergerät angesteuerte Verstärker speist das Peltierelement und wird von einem 24-Volt-Netzteil mit Spannung versorgt. Die

Temperaturmessung erfolgt mit einem PT100-Fühler der Klasse A in Dreileiterausführung innerhalb einer Bohrung im Resonatordeckel. Die Temperatur des LCs weicht aufgrund seiner geringen Wärmeleitfähigkeit und der des Quarzglas von der Resonatortemperatur in Abhängigkeit des Anstiegs der vorgegebenen Temperaturrampe ab. Für einen vorgegebenen zeitlichen Verlauf muss die LC-Temperatur im Röhrchen mittels spezieller LCs kalibriert werden. Diese Flüssigkristalle zeichnen sich durch besonders scharfe (und bekannte) Phasenübergangstemperaturen aus und wurden für ähnliche Zwecke bereits von Merck zur Messung temperaturabhängiger Eigenschaften von Display-LCs entwickelt.

Um die empfindlichen HF-Kabel und Koaxial- zu Hohlleiterübergänge nicht mit zu hohen Temperaturen zu belasten sind die Flansche dieser Zuführung über einen Kupferbügel mit der Aluminiumplatte thermisch kurzgeschlossen. Damit der Resonator (und damit der Flüssigkristall) mit den Peltierelementen einen möglichst großen Temperaturbereich abdecken kann, ist er von diesen temperaturstabilisierten Flanschen mit einem Edelhstahlhohlleiter verbunden. Die im Vergleich zu anderen Metallen vergleichsweise geringe Wärmeleitfähigkeit von Edelhstahl zusammen mit der dünnwandigen Ausführung (1/4 mm Wandstärke) ermöglicht eine hohe Temperaturisolation des Resonators. Im Fall einer galvanischen Vergoldung der Innenseiten weist die Leitung aufgrund der geringen Eindringtiefe des elektrischen Stroms gleichzeitig sehr geringe ohmsche Verluste auf. Nach den Ergebnissen einer Thermalsimulation mit CST MHPHYSICS STUDIOTM ist, bei einer Resonatortemperatur von 100°C und einer Temperatur von der Aluminiumplatte 25°C, der Wärmeabfluss über die Edelhstahlhohlleiter kleiner als fünf Watt und die Temperatur an den Flanschen der Übergänge kleiner 30°C.

Die Resonatoren sowie ihre Zuführungen sind austauschbar um den Flüssigkristall bei verschiedenen Frequenzen charakterisieren zu können. Aufgebaut wurden Kavitäten für die Materialcharakterisierung bei 12, 19 und 30 GHz.

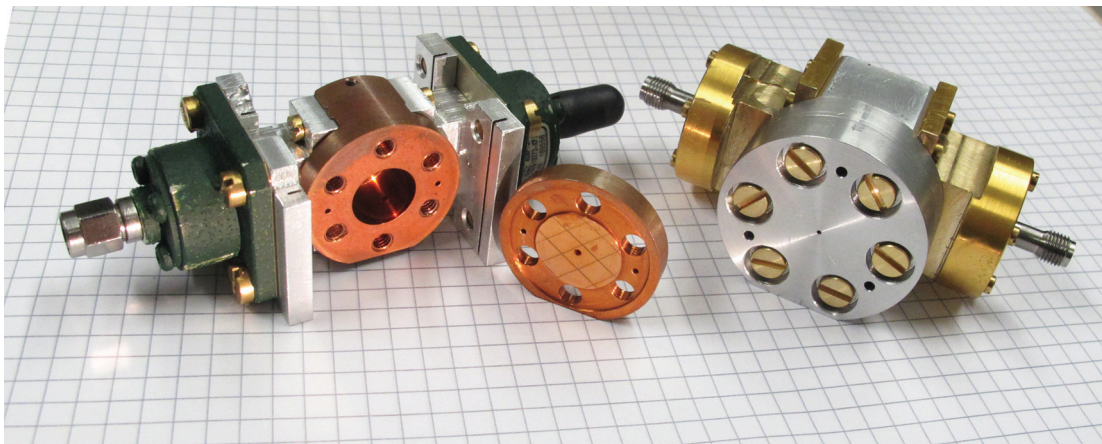


Abb. 4.13: Resonatoren für die LC-Charakterisierung bei 19 und 12 GHz.

Die Resonatordeckel sind durch Passstifte ($\varnothing 2$ mm) fixiert und werden mit sechs M4 Titanschrauben (Grade 5) befestigt, um die richtige Position der Befüllöffnung zu gewährleisten. Aufgrund ihrer Unmagnetisierbarkeit und ihrer gegenüber anderen Metallen vergleichsweise

geringen relativen Permeabilität (1,00005 nach [Gmb]) bei gleichzeitig hoher Festigkeit wird das Magnetfeld durch die Schrauben praktisch nicht beeinflusst. Die Passstifte hingegen müssen nach der Montage wieder entfernt werden.

Die Resonatoren unterscheiden sich entsprechend ihrer Resonanzfrequenz sowohl hinsichtlich ihrer geometrischen Dimensionen als auch bei den zur Charakterisierung verwendeten Moden, da bei höheren Frequenzen höhere Typen verwendet werden können, welche eine höhere Leergüte besitzen. Bei niedrigeren Frequenzen ist dies aufgrund des beschränkten Platzes (um ein ausreichend starkes Magnetfeld zwischen den Polschuhen zu erzeugen) nicht möglich. Allerdings ist die Leergüte jeweils gleicher Resonanztypen bei größeren Kavitäten höher, sodass sich beide Effekte wieder ausgleichen und eine etwa gleichbleibende Auflösung erreicht werden kann. In Abhängigkeit des verwendeten Netzwerkanalysators verringert sich aber typischerweise das Signal-Rausch-Verhältnis bei steigender Frequenz, sodass die Auflösung in der Praxis tendenziell abnimmt.

In Tabelle 4.1 sind die wesentlichen Kenngrößen einer Auswahl verwendeter Resonatoren zur LC-Charakterisierung bei 12 und 19 GHz zusammengefasst.

Tabelle 4.1: *Kenngrößen verwendeter Kavitäten.*

Frequenz	12 GHz		19 GHz		19 GHz		19 GHz	
Material	Aluminium		Kupfer		Aluminium		Messing	
Durchmesser	19,04 mm		12,02 mm		12,09 mm		12,12 mm	
Höhe	18,07 mm		11,54 mm		11,41 mm		11,47 mm	
Durchmesser LC	0,5 mm		0,5 mm		0,5 mm		0,5 mm	
Durchmesser Quarzglas	0,7 mm		0,7 mm		0,7 mm		0,7 mm	
Moden TE/TM	111	010	111	010	111	010	111	010
Leergüte, ideal	9046	8426	8923	8200	7157	6595	4589	4229
Leergüte (gem.)	5790	5213	8203	7223	4412	4116	3616	3124
Belastete Güte (gem.)	4524	4248	7500	6523	3815	3656	3288	2707

Die Innendurchmesser und Höhen der Kavitäten in Tabelle 4.1 wurden bei Raumtemperatur mit einem Innenmikrometer gemessen. Die theoretisch erreichbare Leergüte wurde unter Annahme ideal zylindrischer, glatter Oberflächen aus reinen Materialien sowie ohne die zur Speisung und Befüllung notwendigen Öffnungen nach [Saa71] berechnet. Die aus einer Messung extrahierten Werte der polierten Kavitäten aus Kupfer entsprechen diesen Werten jeweils etwas mehr als 90 %, was sich auch bei Versuchen mit Resonatoren ähnlicher Bauart aus Messing als oberes erreichbares Limit erwies.

Deutliche Unterschiede zur theoretisch erreichbaren Güte traten bei polierten Aluminiumkavitäten auf, was auf die Zusammensetzung der auf gute Spanbarkeit optimierten Legierungen für industrielle Anwendungen zurückzuführen ist. In den Datenblättern von Aluminium mit einem Legierungsanteil von 1 bis 2 Prozent wird typischerweise eine Verringerung der elektrischen Leitfähigkeit zwischen 40 und 50 Prozent angegeben (z. B. [Par05]).

Der Radius der Materialprobe in Tabelle 4.1 hängt vom Innendurchmesser der verwendeten Quarzglasröhrchen ab und variiert innerhalb einer Messreihe ähnlich wie der Außendurchmesser der Kapillaren um $\pm 35 \mu\text{m}$. Obige Werte sind aus diesem Grund wie die gemessene Güte als gemittelte Werte zu verstehen. Der Außendurchmesser wird jeweils mit einer Digital-Mikrometerschraube bestimmt, der Innendurchmesser der Röhrchen wird aus der Messung des leeren Resonators und der Kavitätsmessung mit dem eingefügten leeren Röhrchen berechnet.

Der Durchmesser der Befüllöffnung ist jeweils etwa 30 % größer als der des Quarzglases, damit der Einfluss kleiner Schwankungen der Röhrchenposition in der Nähe der Feldsingularität (vgl. hierzu Abbildung 4.6) reduziert wird. Die Fixierung wird deshalb über eine Durchgangspassung mittels einer Vergrößerung des Befüllöffnungsquerschnitts realisiert (siehe Abbildung 4.14b). Dadurch wird zum einen eine deutliche Verbesserung der Reproduzierbarkeit der Messergebnisse erreicht. Zum anderen wird der durch die scharfkantigen Enden der Quarzglasröhrchen verursachte Abrieb in tiefere Bereiche innerhalb der Befüllöffnung verlagert. Dort ist die Feldstärke bereits sehr stark abgeklungen, weshalb das Ergebnis nicht mehr messbar verfälscht wird. Gleiches trifft auf den Einfluss der (von außen unbemerkt) am Rand der inneren Befüllöffnung abgelagerten Glassplitter zu, welche die Ergebnisse beeinflussen.

Am empfindlichsten auf Störeinflüsse reagieren die Messergebnisse bei LC-Mischungen mit einem kleinen Verlustwinkel wie TUD-566. Zur Überprüfung der Stabilität wurde daher dieser Flüssigkristall über einen Zeitraum von mehreren Monaten bei 20°C charakterisiert.

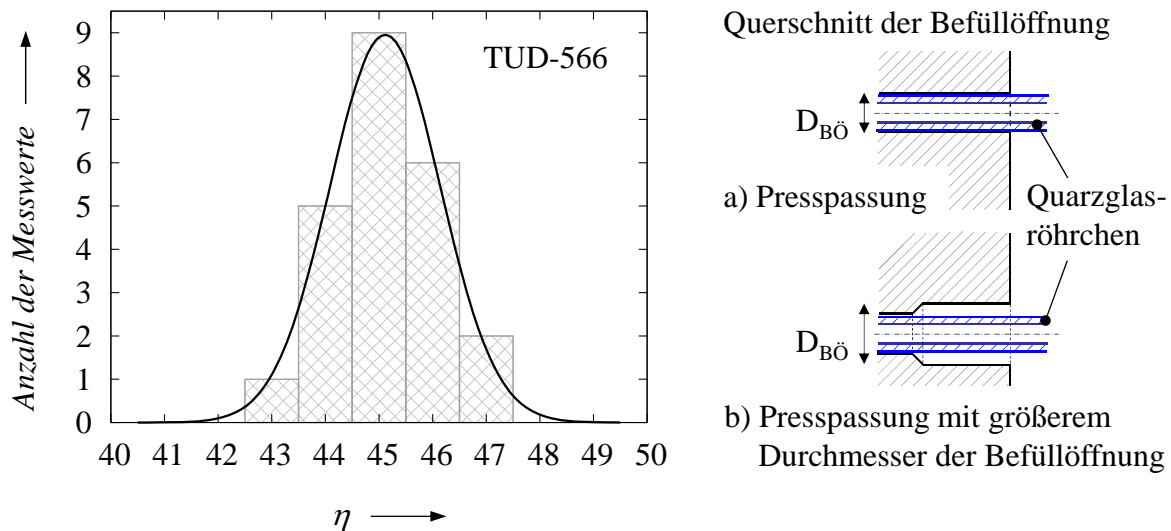


Abb. 4.14: Streuung der Materialgüte innerhalb von 23 auf mehrere Wochen verteilten Messungen. Auf der rechten Seite sind die untersuchten Querschnitte der Befüllöffnung dargestellt.

In Abbildung 4.14 ist die Streuung der empfindlichsten Eigenschaft, der Materialgüte η , von 23 Messungen dargestellt. Aufgrund ihrer Definition über das Verhältnis der Permittivitätsdifferenz beider Achsen und des größten Verlustwinkels tritt bei dieser Materialeigenschaft

die größte Streuung auf.

Die einzelnen Standardabweichungen der Materialparameter und die daraus abgeleitete Steuerbarkeit τ_{LC} und Materialgüte η sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die obere Standardabweichung bezieht sich auf 21 Messungen mit einem Querschnitt der Befüllöffnung nach Abbildung 4.14a. In der dritten Zeile folgen sie aus der Ausführungsform nach Abbildung 4.14b.

Tabelle 4.2: *Streuung der Materialparameter von jeweils 21 und 23 Messungen.*

	ε_{\parallel}	ε_{\perp}	$\tan(\delta)_{\parallel}$	$\tan(\delta)_{\perp}$	τ_{LC}	η
Mittelwert	3,234	2,351	0,0025	0,0061	0,273	45,1
Standardabweichung a)	0,017	0,021	0,0005	0,0002	0,0034	2,05
größte Abweichung	0,030	0,035	0,0009	0,0004	0,0060	3,80
Standardabweichung b)	0,010	0,012	0,0001	0,0001	0,0018	1,10
größte Abweichung	0,025	0,027	0,0002	0,0003	0,0028	2,50

Die Ergebnisse beziehen sich dabei auf einen Messaufbau gemäß Abbildung 4.11 mit einem 19 GHz-Kupferresonator, welcher im Rahmen dieser Entwicklung an die Firma Merck KGaA übergeben wurde. Alle folgenden Materialdaten sind dort unter Verwendung von Quarzglasröhrchen mit einem nominalen Außen- und Innendurchmesser von 800 μm und 500 μm aufgenommen worden.⁵ Die Menge des Flüssigkristalls bezogen auf das Resonatorvolumen beträgt etwas weniger als 0,2 %.

Die Ursachen der Streuung liegen zum einen bei den Glasröhrchen, die nicht ideal zylindrisch sind. Besonderes Augenmerk muss auf die Temperierung gelegt werden, da bereits wenige zehntel Grad Temperaturunterschied zur Referenzmessung ausreichen, um deutlich messbare Abweichungen zu erhalten. Wesentlich ist außerdem die Vermeidung von Verunreinigungen, die in den Resonator durch LC-benetzte Glasröhrchen gelangen. Zusätzlich können durch mehrmaliges Einschieben der Röhrchen kleine Glassplitters in die Kavität fallen, welche die Ergebnisse ebenfalls beeinflussen.

Eine darüber hinausgehende Erhöhung der Reproduzierbarkeit kann zum einen durch die Auswertung mehrerer Messungen oder durch Verwendung größerer Röhrchen bzw. LC-Volumen erreicht werden, da die auswertbaren Änderungen zwischen der unbefüllten und befüllten Messung steigen.

Allerdings ist es für die Materialoptimierung von Vorteil, möglichst geringe Mengen an Flüssigkristall für die Charakterisierung zu verwenden, da deren Herstellung im Labormaßstab sehr aufwendig ist. Je weniger LC für eine Messung benötigt wird, umso umfangreicher können verschiedene Mischungskonzepte untersucht und ausgewertet werden. Die Wahl der verwendeten Quarzglasröhrchen ist deshalb ein Kompromiss zwischen erreichbarer Auflösung und dem möglichen Untersuchungsumfang.

⁵An dieser Stelle danke ich Herrn Manabe, Frau Klass und Frau Seger, R & D Liquid-Crystals, Merck KGaA, für die zur Verfügung gestellten Messdaten.

Die in Tabelle 4.2 dargestellten absoluten Streuungen der Permittivitäten und Verlustwinkel sind für alle hier charakterisierten Flüssigkristalle ähnlich. Hinsichtlich der Materialgüte wird die Streuung des Messverfahrens zum Großteil durch den Fehler des höheren Verlustwinkels $\tan(\delta)_{\perp}$ bestimmt, da der kleinere für die Bestimmung dieser LC-Kenngröße nicht berücksichtigt wird. Das Auflösungsvermögen des hier vorgestellten Charakterisierungssystems beträgt für diese Größe (bei einer 0,2%igen LC-Füllung) etwa $\pm 1 \cdot 10^{-4}$. Die relative Stabilität dieser und daraus abgeleiteter Größen ist aus diesem Grund für niedrigperformante LCs mit großem Verlustwinkel entsprechend höher.

In unten stehender Abbildung 4.15 sind die Auswirkungen eines jeweils 10%igen Zusatzes verschiedener LC-Molekülstrukturen auf die zur Realisierung steuerbarer Mikrowellenkomponenten wesentlichen Materialeigenschaften gezeigt. Sie wurden in der kommerziell erhältlichen Basismischung ZLI 4792 gelöst.

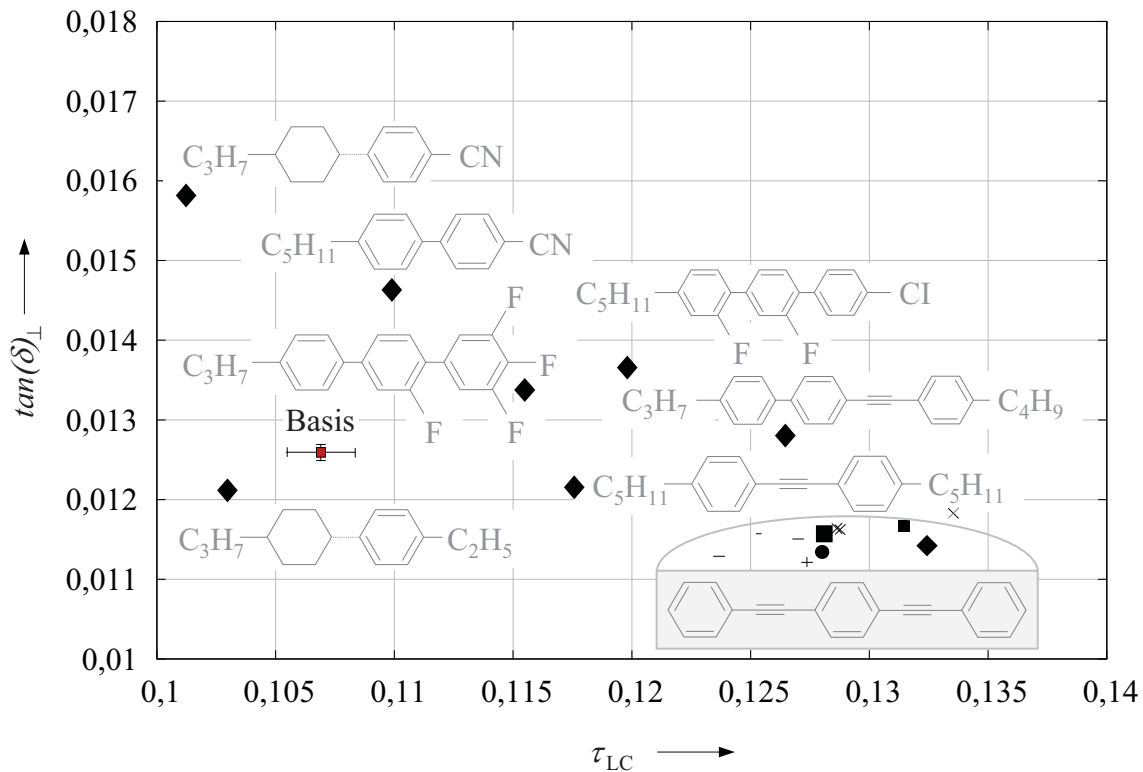


Abb. 4.15: Einfluss verschiedener Molekülzusätze auf die Steuerbarkeit und den größten Verlustwinkel. Die Eigenschaften der Basismischung und ihrer Varianz sind als Rechteck, die der Mischungen als Rauten gekennzeichnet. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur mit dem 19 GHz Kupferresonator durchgeführt.

Eine Verbesserung der Mischungseigenschaften wird bei steigendem Verhältnis der Steuerbarkeit τ_{LC} zum größten Verlustwinkel $\tan(\delta)_{\perp}$ erreicht.

Dies kann für die im obigen Beispiel gezeigte Basismischung am besten durch Zusätze von

Bistolane-basierten Substanzen erreicht werden, deren Grundstruktur in Abbildung 4.15 rechts unten dargestellt ist.

Eine andere Möglichkeit der Materialoptimierung besteht in der Modifikation der Molekülstrukturen. Beispielsweise können die durch Relaxationsprozesse verursachten Verluste verringert werden, wenn mithilfe geeigneter „Verlängerungen“ die Relaxationsfrequenz der Moleküle verkleinert wird (vergleiche hierzu Abbildung 2.5 auf Seite 11).

Ihr Einfluss auf die Steuerbarkeit und den höchsten Verlustwinkel eines ebenfalls 10%igen Zusatzes der modifizierten Moleküle in ihrer unveränderten Grundstruktur ist in Abbildung 4.16 gezeigt.

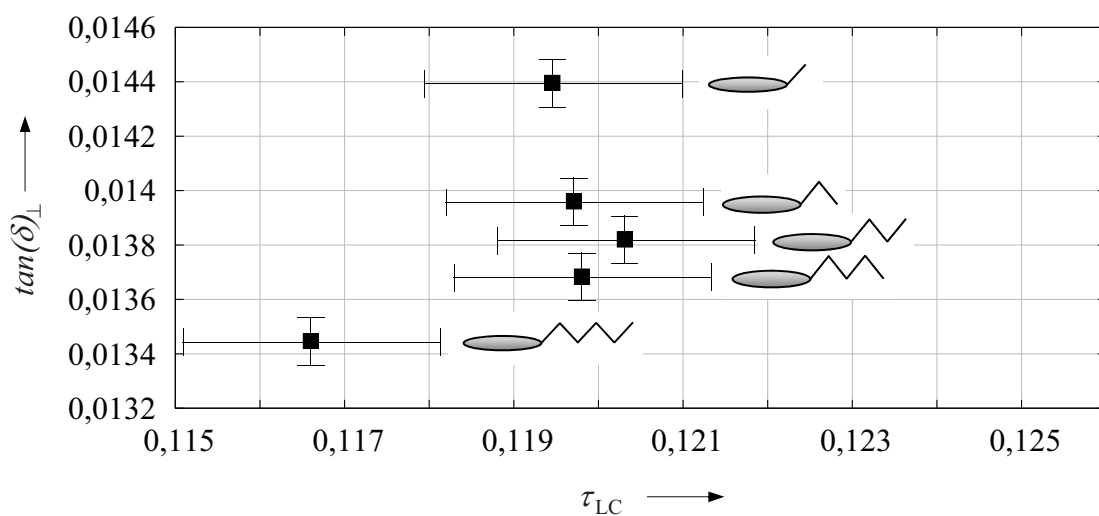


Abb. 4.16: Vergleich der Materialeigenschaften in Abhängigkeit ihrer Kettenlänge. Die Streuung der Grundstruktur ist durch die Fehlerbalken gekennzeichnet.

Da sich die Permittivitäten der ursprünglichen Form und die längerkettigen nur wenig voneinander unterscheiden, ist eine hohe Genauigkeit und Auflösung notwendig, um belastbare Aussagen über deren Wirkungsweise treffen zu können.

Neben den unmittelbaren Verbesserungen, die sich aus derartigen Untersuchungen ergeben, ist das gewonnene Verständnis über die Einflüsse derartiger Zusätze wichtig. Dadurch werden allgemeine Vorhersagen ermöglicht bzw. die Abschätzung der Eignung von verschiedenen Materialkonzepten. Dabei sind für spätere Anwendungen neben den dielektrischen Kennzahlen ebenfalls die Temperaturstabilität, Viskosität und Phasenübergangstemperaturen zu beachten.

In Abbildung 4.17 sind die Eigenschaften bereits mikrowellenoptimierter Flüssigkristalle dargestellt. Im Vergleich zu Mischungen, die für Anwendungen im optischen Bereich entwickelt wurden (K15, E7, BL111 und BL006), zeichnen sie sich im Mikrowellenbereich durch einen deutlich kleineren Verlustwinkel und höhere Steuerbarkeit aus.

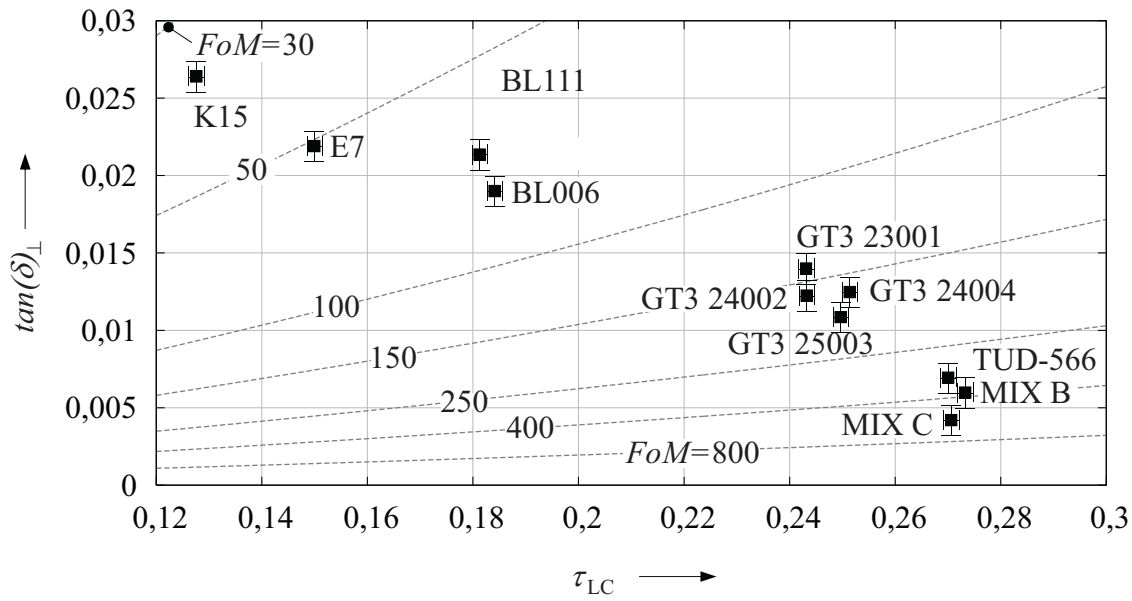


Abb. 4.17: Vergleich verschiedener Flüssigkristalle hinsichtlich ihrer Steuerbarkeit τ_{LC} und größtem Verlustwinkel $\tan(\delta)_{\perp}$. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Verläufe der theoretisch mit ihnen erreichbare Phasenschiebergüte.

Hervorzuheben sind insbesondere die LCs der GT3-Klasse, die ersten kommerziell erhältlichen von Merck entwickelten mikrowellenoptimierten Flüssigkristalle sowie TUD-566, ein LC besonders hoher Performanz. Deren Eigenschaften bilden im fünften Kapitel die Grundlage zur Untersuchung verschiedener Phasenschiebertopologien.

4.2 Rechteckresonator mit drei Resonanzmoden

Im Gegensatz zur obigen Methode für die Charakterisierung eines uniaxial anisotropen Mediums wird im Folgenden untersucht, inwieweit die Auswertung einer quaderförmigen Kavität für die Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von biaxial anisotropen Dielektrika geeignet ist.

Verwendet werden drei Resonanzmoden, die im unbefüllten Zustand jeweils nur x -, y - oder z -Komponenten des elektrischen Feldes enthalten. Deren geometrische Abmaße a , b und c können entsprechend der gewünschten Resonanzfrequenzen

$$f_{Res}^2 \mu_0 \varepsilon_0 (2\pi)^2 = \left(k \frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(l \frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(m \frac{\pi}{c}\right)^2 \quad (4.42)$$

nach Wahl von k , l und m berechnet werden.

Günstig ist die Wahl der erstauftretenden Resonanztypen, da die Störmoden hier den größten Abstand haben. Die Mode, deren Resonanzfrequenz durch die eingebrachte dielektrische

Probe am stärksten verschoben wird (TE101 in Abb. 4.18 für luftgefüllte Kavitäten), sollte die kleinste der gewählten Frequenzen zugewiesen werden.

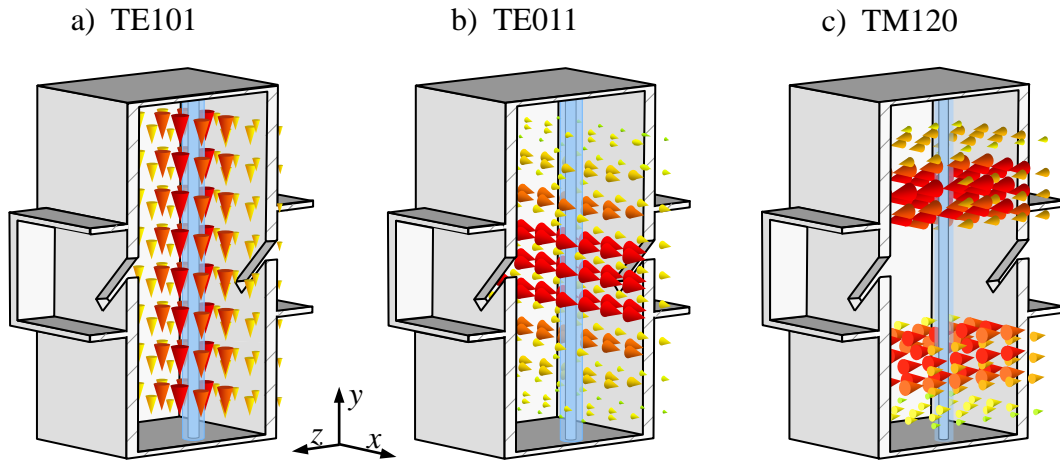


Abb. 4.18: Elektrisches Feld der zur Charakterisierung verwendeten Moden im Rechteckresonator.

Die Charakterisierung einer dielektrischen Materialprobe unbekannter Permittivität beginnt auch hier mit der Beschreibung der Feldverteilung und Resonanzfrequenz der betrachteten Moden in Abhängigkeit der dielektrischen Füllung. Für die folgende Betrachtung wird der Einfluss des Koppelschlitzes, der metallischen Leitfähigkeit und der Befüllöffnung vernachlässigt und die Orientierung der dielektrischen Achsen des unbekannten Materials in x -, y - und z -Richtung vorausgesetzt.

Gegenüber der Lösung des ähnlichen Problems in einem zylindrischen Hohlleiter, kann deren Analyse für eine zylindrische Materialprobe nur numerisch erfolgen. Sie wird nachfolgend mit dem Rayleigh-Ritzschen Variationsverfahren aus dem Rumsey'schen „*Reaction Principle*“ [Rum54]

$$\omega_{Res}^2 \cdot \iiint_{V_K} (\vec{E} \cdot \varepsilon \cdot \vec{E}) dV = \iiint_{V_K} ((\nabla \times \vec{E}) \cdot \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E})) dV \quad (4.43)$$

bestimmt. Hierbei werden die Materialeigenschaften der unbekannten Materialprobe in Gleichung (4.43) iterativ verändert, bis die Lösung obiger Gleichung mit der gemessenen Resonanzfrequenz übereinstimmt. Für die Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von isotropen Materialien wurde diese Methode u. a. in [Kru89, Kru98] angewandt.

Die Berechnung wird am Beispiel der TE011-Mode gezeigt, die Auswertung der anderen Resonanztypen kann aber in gleicher Weise erfolgen.

Ausgangspunkt ist die Beschreibung des Feldes aus der Summe endlich vieler Basisfunktionen. Sie wurden so gewählt, dass sie den Feldkomponenten des leeren Rechteckhohlleiters entsprechen, da diese bereits die Randbedingungen an den Resonatorwänden erfüllen. Für

die Berechnung der gestörten quasi-TE₀₁₁-Mode können die Basisfunktionen deshalb mit

$$\begin{aligned} E_x &= \sum_{k=0}^K \sum_{l=1}^L A_{kl} \cdot \cos\left(\frac{k\pi \cdot x}{a}\right) \sin\left(\frac{l\pi \cdot y}{c}\right) \sin\left(\frac{\pi \cdot z}{b}\right) \\ E_y &= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N B_{mn} \cdot \sin\left(\frac{m\pi \cdot x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi \cdot y}{c}\right) \sin\left(\frac{\pi \cdot z}{b}\right) \\ E_z &= \sum_{o=0}^O \sum_{p=1}^P C_{op} \cdot \sin\left(\frac{o\pi \cdot x}{a}\right) \sin\left(\frac{p\pi \cdot y}{c}\right) \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{b}\right) \end{aligned} \quad (4.44)$$

aufgestellt werden, wobei eine sinusförmige Halbwellenlänge in z -Richtung vorausgesetzt werden kann. Da diese Mode bei einem eingefügten Dielektrikum gemäß Abbildung 4.18 auch einen geringen E_x - und E_z -Anteil besitzt, wird er in obiger Gleichung mit allen Feldkomponenten beschrieben. Eine Ausnahme stellt die quasi-TE₁₀₁-Mode dar, welche auch nach der Störung nur eine E_z -Komponente aufweist. In Analogie zum Rundhohlleiter ist sie jedoch ungleich derjenigen der ungestörten Grundmode. Die Symmetrieachsen können dabei durch Berücksichtigung von Moden nur gerader oder ungerader Ordnung berücksichtigt werden.

Da die Lösung stationär bezüglich der Variation der Feldkomponenten ist, können die zunächst unbekannten A_{kl} , B_{mn} und C_{op} obiger Gleichung aus der Variationsformulierung von Rumsey bestimmt werden. Hierzu werden die Basisfunktionen aus Gleichung (4.44) in (4.43) eingesetzt und nach diesen Amplitudenfaktoren abgeleitet. Aus dem sich daraus ergebenden linearen Gleichungssystem wird ein verallgemeinertes Eigenwertproblem hinsichtlich ω_{Res}^2 erhalten. Die Komponenten der Eigenvektoren beinhalten die Koeffizienten A_{kl} , B_{mn} und C_{op} .

Bei der Materialcharakterisierung sind die Resonanzfrequenzen jedoch bereits aus der Messung bekannt. Wird nun die Gleichung (4.43) geeignet umformuliert

$$\iiint_{V_{Res}} (\nabla \times \vec{E}) \cdot \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}) dV - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \iiint_{V_{Res}} \vec{E} \cdot \vec{E} dV - \chi_P \cdot \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \iiint_{V_P} \vec{E} \cdot \vec{E} dV = \vec{0}, \quad (4.45)$$

wobei $\chi_P = \varepsilon_{r,P} - 1$ der elektrischen Suszeptibilität der Materialprobe entspricht, kann das verallgemeinerte Eigenwertproblem direkt für die unbekannte Materialsuszeptibilität formuliert werden. V_{Res} und V_P bezeichnen dabei das Volumen der Kavität und das der dielektrischen Probe.

$$\left(\mathbf{M}^A - \underline{\omega}_{Res}^2 \cdot \mathbf{M}^B\right) - \chi_P \cdot \left(\underline{\omega}_{Res}^2 \cdot \left(\mathbf{M}^C + \mathbf{M}^D + \mathbf{M}^E\right)\right) = \vec{0} \quad (4.46)$$

Dabei wird die aus einer Messung bestimmte Güte und Resonanzfrequenz zu einer komplexen Größe

$$\underline{\omega} \approx \omega \left(1 + i \frac{1}{2Q}\right) \quad (4.47)$$

zusammengefasst.

Die Koeffizienten der Matrizen

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A_i A_i & A_i A_j & A_i B_j & \dots \\ A_j A_i & \ddots & \dots & \dots \\ B_j A_i & \dots & B_j B_j & \dots \\ \vdots & & & \ddots \end{pmatrix} \quad (4.48)$$

ergeben sich zu

$$\mathbf{M}_{i,i}^A = \frac{\partial^2}{\partial A_i^2} \iiint_{V_{\text{Res}}} (\nabla \times \vec{E}) \cdot (\nabla \times \vec{E}) \, dV = p \frac{a \cdot \pi^2 (c^2 + (b \cdot l)^2)}{4 b c} \quad (4.49)$$

$$\mathbf{M}_{j,j}^A = \frac{\partial^2}{\partial B_i^2} \iiint_{V_{\text{Res}}} (\nabla \times \vec{E}) \cdot (\nabla \times \vec{E}) \, dV = p \frac{c \cdot \pi^2 (a^2 + (b \cdot n)^2)}{4 a b} \quad (4.50)$$

\vdots

$$\mathbf{M}_{i,j}^A = \frac{\partial^2}{\partial A_i \partial B_j} \iiint_{V_{\text{Res}}} (\nabla \times \vec{E}) \cdot (\nabla \times \vec{E}) \, dV = -\frac{1}{4} b k n \pi^2 \quad (4.51)$$

\vdots

$$\mathbf{M}_{i,i}^B = \frac{\partial^2}{\partial A_i^2} \iiint_{V_{\text{Res}}} \vec{E} \cdot \vec{E} \, dV = p \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{a b c}{4} \quad (4.52)$$

\vdots

$$\mathbf{M}_{i,j}^C = \frac{\partial^2}{\partial A_i \partial A_j} \iiint_{V_P} \vec{E} \cdot \vec{E} \, dV = \chi_{P,xx} \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \iiint_{V_P} f_x(x) \cdot f_x(y,z) \, dV \quad (4.53)$$

\ddots

Die Integration über das Probenvolumen ist bei einer rechteckförmigen Probe geschlossen analytisch möglich. Bei zylindrischen Probenkörpern kann sie numerisch, quasi-analytisch über Reihenentwicklung oder wie hier über eine Näherung der Probengeometrie mit dreieckigen und quaderförmigen Zellen erfolgen.

Nachdem alle Koeffizienten berechnet und die Matrizen aufgestellt sind, kann Gleichung (4.46) mit herkömmlichen Algebra-Paketen gelöst werden. Die Eigenwerte sind die Materialsuszeptibilitäten und die Eigenvektoren beinhalten die Amplitudenkoeffizienten der Basisfunktionen aus den Gleichungen (4.44). Die Genauigkeit ist abhängig von der Anzahl der Moden, welche zur Berechnung berücksichtigt werden. Wird für das zu messende Material wie beim Flüssigkristall ein Container benötigt, kann Gleichung (4.45) entsprechend erweitert werden:

$$\begin{aligned} & \iiint_{V_{\text{Res}}} (\nabla \times \vec{E}) \cdot \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}) \, dV - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \iiint_{V_{\text{Res}}} \vec{E} \cdot \vec{E} \, dV - \\ & \chi_{Co} \cdot \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \iiint_{V_{Co}} \vec{E} \cdot \vec{E} \, dV - \chi_P \cdot \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \iiint_{V_P} \vec{E} \cdot \vec{E} \, dV = \vec{0}. \end{aligned} \quad (4.54)$$

Abbildung 4.19 zeigt den gefertigten Resonator mit den Koppelblenden und im Diagramm auf der rechten Seite ein Messergebnis des leeren Resonators (schwarze Kurve). Der Frequenzverlauf mit einer Materialprobe ist grau dargestellt. Um den Vorteil der differentiellen Messmethode beizubehalten, muss anstelle der gemessenen Resonanzfrequenz die Differenz zwischen der gemessenen Resonanzfrequenz der leeren Kavität und der des idealen Resonators zu dieser Frequenz addiert werden.

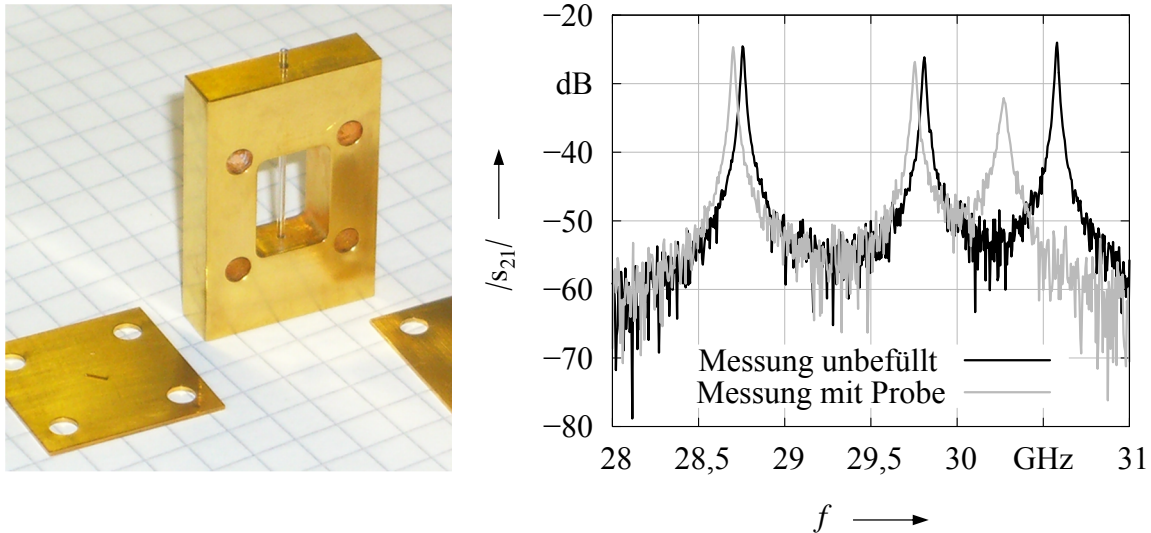


Abb. 4.19: Foto des Drei-Moden-Resonators mit Quarzglasröhrchen und Schlitzblenden. Die Breite ist 8,50 mm, die Höhe 12,35 mm und die Tiefe beträgt 5,69 mm. Der Betrag der Einfügedämpfung ist im Diagramm auf der rechten Seite dargestellt.

Um alle drei Moden etwa gleichstark anzuregen, erfolgte die Speisung durch einen Rechteckhohlleiter mithilfe eines 45° gedrehten Schlitzes ($3,0 \times 1,0$) mm² an der Vorder- und Rückseite der Kavität. Die nominalen Außen- und Innendurchmesser der verwendeten Quarzglasröhrchen sind wie im vorigen Abschnitt 800 und 500 µm.

Zur Lösung von Gleichung (4.54) in Form des verallgemeinerten Eigenwertproblems gemäß $\mathbf{A} \vec{x} = \chi_P \mathbf{B} \vec{x}$ werden für eine möglichst genaue Auswertung mehrere tausend Summanden der Basisfunktionen benötigt. Aufgrund der voll besetzten Matrizen führt dies zu einer sehr langen Rechenzeit. Bei der Charakterisierung nach obiger Methode bietet sich die parallele Formulierung der Basisfunktionen mit den magnetischen Feldern an. Für den Resonator gemäß Abbildung 4.19 konvergieren die Eigenwerte in diesem Fall je nach der verwendeten Formulierung von jeweils zu hohen oder von zu niedrigen Permittivitäten zur richtigen Lösung. Auf diese Weise sind die Schranken der numerischen Genauigkeit bekannt.

Nimmt man als Beispiel den kommerziellen Flüssigkristall E7 für eine Messung, so ergibt sich die Permittivität der langen Achse zu 3,23 (ausgewertet mit der Verschiebung der TE₁₀₁-Mode) und zu 2,77 bzw. 2,75 für die kurze. Dabei blieben die Radien an den Ecken des Resonators sowie der Einfluss der Befüllöffnung und der Blendengeometrie unberücksichtigt,

was zu einem systematischen Fehler im einstelligen Prozentbereich führt.

Ist eine Echtzeitauswertung nicht erforderlich, ist der Drei-Moden-Resonator nach Berücksichtigung der Störungen somit für die Bestimmung der Realteile der Permittivität mehrachsiger Dielektrika geeignet. Mit der in Abbildung 4.19 dargestellten Ausführungsform ist die Auflösung des Verlustwinkels aufgrund der geringen Leergüte bei hohen Frequenzen begrenzt. Deren Bestimmung bei verlustarmen Flüssigkeiten wie beispielsweise einigen Ölen ist daher nicht möglich. Für Flüssigkeiten mit moderaten Verlusten, wie die für den Einsatz im Mikrowellenbereich optimierten Flüssigkristalle, ist aufgrund der geringen Auflösung die Stabilität d. h. die Reproduzierbarkeit der Messung kleiner als beim zylindrischen Resonator. Für niedrig performante LCs kann er mit einer derartigen Kavität jedoch näherungsweise bestimmt werden.

Interessant hinsichtlich der Materialcharakterisierung ist die Möglichkeit, bei Anwendung numerischer Methoden zur Feldberechnung, die lokale Probenpermittivität unmittelbar aus der Lösung eines Eigenwertwertproblems zu erhalten. Dies gelingt bei der hier betrachteten Formulierung des Feldes mithilfe von Basisfunktionen und der Bestimmung ihrer Amplituden mit dem Rayleigh-Ritz-Variationsverfahren durch die Umformulierung des Standardproblems in ein Eigenssuszeptibilitätsproblem. Der Nachteil besteht in der aufwendigen Berechnung der Integrale und dem Auffinden geeigneter Basisfunktionen. Für andere Problemstellungen muss die Bestimmung der Matrizenkoeffizienten jeweils neu hergeleitet werden.

Eine Möglichkeit, diesen Nachteil zu umgehen, wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.3 Finite Differenzen basierte Eigendielektrikformulierung der Maxwellgleichungen im Frequenzbereich für Wellenleiter und Kavitäten

Die im vorigen Abschnitt ausgearbeitete Formulierung der Maxwellgleichungen als Eigenpermittivitätsproblem legt nun nahe, diesen Ansatz auf die allgemeinere „*Finite Difference Frequency Domain*“ (FDFD)-Simulationsmethode zu übertragen. Einmal implementiert entfällt bei wechselnden Problemstellungen der Materialcharakterisierung die mitunter sehr aufwendige Herleitung quasi-analytischer Beschreibungen. Auf diese Weise können nach Eingabe der für die Materialcharakterisierung gemessenen Struktur die zugehörigen Materialparameter direkt simuliert werden.

Dies steht im Gegensatz zu herkömmlichen Simulationsverfahren, die nach Vorgabe sämtlicher Geometrie- und Materialparameter globale Eigenschaften der Schaltung wie den Streuparametern oder Eigenfrequenzen berechnen. Mit einem iterativen Verfahren wird dabei die zunächst unbekannte Materialeigenschaft derart gewählt, dass sich der Unterschied zur Messung verkleinert, was eine entsprechend hohe Anzahl an Simulationsläufen benötigt.

Demgegenüber benötigt die im Folgenden beschriebene Methode für die Bestimmung der Materialeigenschaften wie z. B. einer zunächst unbekannten Permittivität, nur eine einzige Simulation, da anstatt globaler Resonator- oder Leitungseigenschaften die lokalen Materialparameter selbst berechnet werden. Der Vorteil der Vollwellensimulation bei der Materialcharakterisierung kommt vor allem dann zum Tragen, wenn Einschränkungen der Messkonfiguration (wie einer vom Hersteller vorgegebenen Form) oder eine inhomogene Verteilung (z. B. bei BST) dazu führen, dass rein analytische Methoden nicht anwendbar sind oder quasi-analytische Verfahren nicht mehr die gewünschte Genauigkeit bieten.

4.3.1 Dielektrisches Eigenwertproblem von Wellenleitern für die leitungsbasierte Materialcharakterisierung

Die Theorie zur leitungsbasierten breitbandigen Materialcharakterisierung ist u. a. in [Che04] beschrieben. Sie basiert auf der Modellierung des physikalischen Problems aus Abbildung 4.20 durch äquivalente Verschaltung unterschiedlicher TEM-Leitungen. Die Beschreibung der Leiter erfolgt durch ihre komplexe Leitungsimpedanz Z , die komplexe Ausbreitungskonstante γ und ihre Länge l . Betrachtet wird beispielhaft das Problem einer Materialprobe beliebiger Form aber unbekannter Permittivität neben einer Mikrostreifenleitung.

Sind alle geometrischen Maße sowie die dielektrischen Eigenschaften der umgebenden Materialien bekannt, können aus einer Messung der Streuparameter die Leitungseigenschaften des mittleren Abschnitts mit der unbekannten Probe bestimmt werden. Ist deren komplexe Ausbreitungskonstante bei einer gewählten Frequenz ermittelt, kann durch folgende Formulierung die dieser Ausbreitungskonstanten zugehörige komplexe Permittivität der Materialprobe

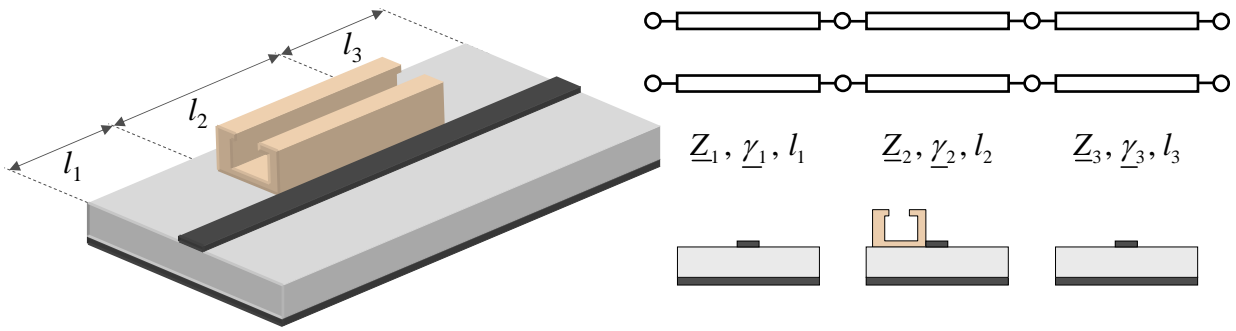
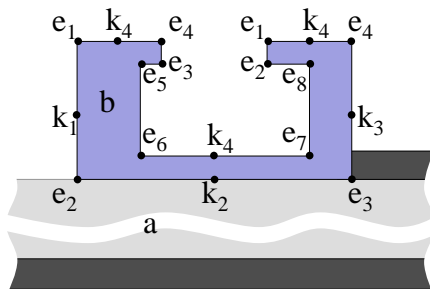


Abb. 4.20: Schematische Darstellung einer leitungsbasierten Messanordnung.

direkt simuliert werden. Dabei ist zu beachten, dass im Gegensatz zur im vorigen Abschnitt beschriebenen Vektorvariationsrechnung aufgrund der Raumdiskretisierung die Felder nur lokal und punktwise definiert sind. Daher beeinflusst ein beliebig verteiltes Material das Berechnungsschema nur an der jeweiligen Position. Aus diesem Grund wird der Querschnitt nach der Gittergeneration in Bereiche außerhalb (a), an der Berandung (k, e) und innerhalb (b) des unbekannten Materials unterteilt (siehe Abbildung 4.21). Bei Verwendung kartesischer Koordinaten und eines konformen Gitters können aufgrund verschiedener Ecken- und Kantentypen (jeweils vier Kanten, Innen- und Außenecken) vierzehn verschiedene Fälle auftreten. Mehrfach vorhandene Typen werden dabei auf die gleiche Weise behandelt.



$e_{1...4}$: Außenecken

$e_{5...8}$: Innenecken

$k_{1...4}$: Kanten

a: Bereich außerhalb der Materialprobe

b: Bereich innerhalb der Materialprobe

Abb. 4.21: Querschnitt eines Wellenleiters mit unbekanntem Material und dessen Klassifizierung in äußere (a), innere (b) und auf der Grenzfläche liegende Bereiche (k, e).

Ist der Querschnitt derart klassifiziert, können die lokal definierten Feldkomponenten mit dem Finiten-Differenzen-Schema komponentenweise durch ihre Nachbarelemente beschrieben werden. Durch die nur lokale Wirkung des unbekannten Materials besteht das Ziel demnach wieder in der Formulierung der diskretisierten Maxwellgleichungen als ein verallgemeinertes Eigenwertproblem der Form

$$\mathbf{A} \cdot \vec{x} - \varepsilon_P \cdot \mathbf{B} \cdot \vec{x} = \vec{0} \quad (4.55)$$

mit den quadratischen Matrizen \mathbf{A} und \mathbf{B} , dem Eigenvektor \vec{x} und der gesuchten Permittivität ε_P des Probenkörpers. Die Berechnung der Koeffizienten von \mathbf{A} und \mathbf{B} kann durch eine algebraische Umformulierung der herkömmlichen FDFD-Methode nach einer im Folgenden

beschriebenen Behandlung der Ränder des unbekannten Materials erfolgen. Dies wird nachfolgend am Beispiel einer unbekannten Permittivität gezeigt. Unbekannte Leitfähigkeiten oder Permeabilitäten lassen sich auf demselben Weg bestimmen.

Gewählt wird das FDFD-Schema, wie es in [Li03] zur Simulation von Ausbreitungskonstanten vorgestellt wurde. Die Formulierung beruht dabei auf den zwei Transversalkomponenten E_x und E_y des elektrischen Feldes.

Äußere Region

Zunächst werden die Koeffizienten von \mathbf{A} in der äußeren Region bzw. einem vom unbekannten Material teilweise oder voll umschlossenen Gebiet berechnet. Die Materialien dürfen komplexe dielektrische Eigenschaften haben, endliche oder ideale Leitfähigkeit aufweisen und sie können in Transversalrichtung eine inhomogene Verteilung besitzen. Ausgangspunkt ist die Differenzialform der Maxwellgleichungen bei Raumladungsfreiheit im Frequenzbereich:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (4.56)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.57)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H} \quad (4.58)$$

$$\nabla \times \vec{H} = (\sigma + i\omega\varepsilon)\vec{E}. \quad (4.59)$$

Unter Voraussetzung einer in z -Richtung homogenen Struktur besitzen die Feldkomponenten eine $e^{\gamma z}$ -Abhängigkeit in Ausbreitungsrichtung. Die nach dem Yee-Schema (siehe Abbildung 4.22) diskretisierten Gleichungen (4.58) und (4.59) in kartesischen Koordinaten können deshalb mit

$$\begin{aligned} \left(\sigma_{E_{x,(k,m)}} + i\omega\varepsilon_{E_{x,(k,m)}} \right) E_{x,(k,m)} &= \frac{H_{z,(k,m)} - H_{z,(k-1,m)}}{(\Delta y_k + \Delta y_{k-1})2} + \gamma H_{y,(k,m)} \\ &\vdots \end{aligned} \quad (4.60)$$

und

$$\begin{aligned} H_{y,(k,m)} &= \frac{E_{z,(k,m)} - E_{z,(k,m+1)} + E_{x,(k,m)}\Delta x_m \cdot \gamma/i}{\omega \Delta x_m \cdot (\mu_{k-1,m} + \mu_{k,m})} \\ &\vdots \end{aligned} \quad (4.61)$$

angegeben werden. Die E_z -Terme obiger Gleichungen können durch die Divergenzbeziehung nach Gleichung (4.56) durch die transversalen Komponenten

$$E_{z,(k,m)} = 2i \frac{E_{x,(k,m)}\varepsilon_{E_{x,(k,m)}} - E_{x,(k,m-1)}\varepsilon_{E_{x,(k,m-1)}}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1})\varepsilon_{E_{z,(k,m)}}} - 2i \frac{E_{y,(k,m)}\varepsilon_{E_{y,(k,m)}} - E_{y,(k-1,m)}\varepsilon_{E_{y,(k-1,m)}}}{(\Delta y_k + \Delta y_{k-1})\varepsilon_{E_{z,(k,m)}}} \quad (4.62)$$

beschrieben werden, wobei $\varepsilon_{E_{z,(k,m)}}$ die Permittivität bezeichnet, an der $E_{z,(k,m)}$ platziert ist. Sie wird jeweils durch die Mittelung der umgebenen Nachbarzellen ausgedrückt

$$\varepsilon_{E_{z,(k,m)}} = \frac{\varepsilon_{k,m} + \varepsilon_{k,m-1} + \varepsilon_{k-1,m-1} + \varepsilon_{k-1,m}}{4}. \quad (4.63)$$

Nach Substitution der Gleichungen (4.62) und (4.61) in (4.60) kann $E_{x,(k,m)}$ durch acht umgebende transversale Feldkomponenten beschrieben werden und ergibt nach Umformung

$$E_{x,(k,m)} \cdot A_{x0} + E_{x,(k,m-1)} \cdot A_{x1} + E_{x,(k-1,m-1)} \cdot A_{x2} + \dots + E_{y,(k,m+1)} \cdot A_{x8} = 0. \quad (4.64)$$

Die Wichtungskoeffizienten $A_{x0} \dots A_{x8}$ folgen daraus zu

$$\begin{aligned} A_{x1} &= 4 \frac{i \varepsilon_{E_{x,(k,m)}}}{\omega \varepsilon_{E_{z,(k,m+1)}} \cdot \mu_{E_{z,(k,m+1)}} \cdot \Delta x_m (x_m + x_{m+1})} \\ &\vdots \end{aligned} \quad (4.65)$$

Nachdem dasselbe mit den E_y -Komponenten wiederholt wird, ergibt sich analog

$$E_{y,(k,m)} \cdot A_{y0} + E_{y,(k,m-1)} \cdot A_{y1} + E_{y,(k-1,m-1)} \cdot A_{y2} + \dots + E_{x,(k+1,m)} \cdot A_{y8} = 0 \quad (4.66)$$

mit den Wichtungskoeffizienten A_{y0}, \dots, A_{y8} . Gegenüber der herkömmlichen Durchführung der FDFD unterscheiden sich die Koeffizienten der äußeren Region (welche später die Einträge der \mathbf{A} -Matrix bilden) lediglich darin, dass die aus einer Messung bestimmte Ausbreitungskonstante γ bereits als bekannter Faktor in diesen Koeffizienten enthalten ist.

Innere Region

Die innere Region (b in Abbildung 4.21) kann homogenes Material mit einer unbekannten dielektrischen Eigenschaft beinhalten. Materialien mit räumlich unterschiedlichen Eigenschaften können berücksichtigt werden, wenn sich die lokale Permittivität aller Zellen z. B. in Abhängigkeit einer bekannten Verteilungsfunktion und einem unbekannten Grund- oder Maximalwert mittels $\varepsilon_{k,m} = F_{k,m} \cdot \varepsilon_P$ beschreiben lässt.

Bei den hier betrachteten Feldkomponenten müssen die zwei jeweils nächstgelegenen Knotenpunkte des Gitters innerhalb des unbekannten Mediums liegen. Die Koeffizienten aus den Gleichungen (4.64) und (4.66) können in derselben Weise berechnet werden, wobei sich die permittivitätsabhängigen Terme in z. B. Gleichung (4.65) gegenseitig aufheben. Zwei Ausnahmen sind A_{x0} und A_{y0} , welche nun mittels

$$E_{x,(k,m)} \cdot (A_{x0} - i \omega \varepsilon_P) + E_{x,(k,m-1)} \cdot A_{x1} + \dots + E_{y,(k+1,m)} \cdot A_{x8} = 0 \quad (4.67)$$

$$E_{y,(k,m)} \cdot (A_{y0} - i \omega \varepsilon_P) + E_{y,(k,m-1)} \cdot A_{y1} + \dots + E_{x,(k+1,m)} \cdot A_{y8} = 0 \quad (4.68)$$

ausgedrückt werden. Der $i \omega$ -Term aus obiger Formulierung entspricht später den Koeffizienten von \mathbf{B} aus Gleichung (4.55).

Fallen die nächstgelegenen Knotenpunkte der betrachteten Feldkomponenten auf Kanten oder Ecken des zu bestimmenden Materials, lassen sich die permittivitätsabhängigen Terme bei der Formulierung mit zwei Feldkomponenten nicht mehr zu einer Form gemäß (4.67) und (4.68) überführen. An diesen Stellen werden deshalb zusätzliche E_z -Komponenten nach Abbildung 4.22 eingefügt. Auf diese Art kann die Formulierung des allgemeinen Eigenwertproblems wieder erhalten werden, wobei alle unterschiedlichen Fälle zu berücksichtigen sind. Beispielhaft wird deren Behandlung nachfolgend für den Fall k_4 in Abbildung 4.21 gezeigt, die anderen können jedoch auf demselben Weg hergeleitet werden.

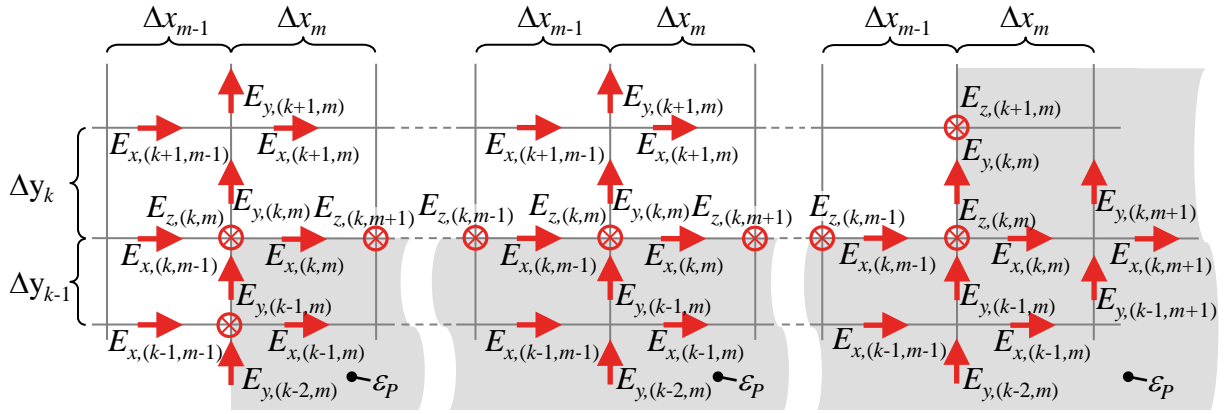


Abb. 4.22: Platzierung der elektrischen Feldkomponenten auf einem zweidimensionalen Gitter. Links ist der Fall e_1 dargestellt, in der Mitte k_4 und rechts e_7 .

Kanten- und Eckbereiche

Die zusätzlichen E_z -Feldkomponenten entlang der Materialkante bedingen eine Erweiterung der Gleichungen (4.67) und (4.68) um jeweils zwei weitere Faktoren

$$E_{x,(k,m)} \cdot \left(A_{x0} - \frac{1}{2} i \omega \varepsilon_P \right) + E_{x,(k,m-1)} \cdot A_{x1} + \dots + E_{z,(k,m+1)} \cdot A_{x10} = 0 \quad (4.69)$$

$$E_{y,(k,m)} \cdot \left(A_{y0} - \frac{1}{2} i \omega \varepsilon_P \right) + E_{y,(k,m-1)} \cdot A_{y1} + \dots + E_{z,(k+1,m)} \cdot A_{y10} = 0 \quad (4.70)$$

mit

$$A_{x9,x10} = \pm \frac{2\gamma}{\omega \Delta x_m \mu_{E_{x,(k,m)}}} \quad \text{und} \quad A_{y9,y10} = \pm \frac{2\gamma}{\omega \Delta y_k \mu_{E_{y,(k,m)}}}. \quad (4.71)$$

Um das Verhältnis voneinander unabhängiger Gleichungen und Unbekannten trotz der hinzugekommenen Feldkomponenten zu erhalten, müssen an diesen Stellen zusätzliche Gleichungen aufgestellt werden. Dies kann mithilfe der Gleichung (4.59) erfolgen, indem E_z analog zu E_x und E_y aus seinen Nachbarelementen bestimmt wird.

So ergibt sich nach Gleichung (4.59)

$$\left(\sigma_{E_{z,(k,m)}} + i \omega \varepsilon_{E_{z,(k,m)}} \right) E_{x,(k,m)} = 2 \frac{H_{y,(k,m)} - H_{x,(k,m-1)}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1})} - 2 \frac{H_{x,(k,m)} - H_{x,(k-1,m)}}{(\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (4.72)$$

und nach dem Ersetzen der Magnetfeldkomponenten gemäß Gleichung (4.61)

$$\begin{aligned} & \left(\sigma_{E_{z,(k,m)}} + i \omega \varepsilon_{E_{z,(k,m)}} \right) E_{z,(k,m)} = \\ & - 2 \frac{E_{z,(k+1,m)} - E_{z,(k,m)} + \gamma E_{y,(k,m-1)} \Delta y_k - E_{z,(k,m)} + E_{z,(k-1,m)} - \gamma E_{y,(k-1,m)}}{\Delta y_k (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} + \\ & 2 \frac{E_{z,(k,m)} - E_{z,(k,m+1)} + \gamma/i E_{x,(k,m-1)} \Delta x_m - E_{z,(k,m-1)} - E_{z,(k,m)} + \gamma/i E_{x,(k-1,m)} \Delta x_{m-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) \omega \Delta x_m (\mu_{k-1,m} + \mu_{k,m})}. \end{aligned} \quad (4.73)$$

In Abhängigkeit des Kantentyps sind nicht alle E_z -Komponenten in obiger Gleichung auf dem Gitter vorhanden. Beispielsweise sind $E_{z,(k,m-1)}$ und $E_{z,(k,m+1)}$ im Fall k_1 und k_3 , $E_{z,(k-1,m)}$

und $E_{z,(k+1,m)}$ nur bei k_2 und k_4 definiert. Die nicht vorhandenen Feldkomponenten müssen mittels Gleichung (4.62) wieder durch die elektrischen Transversalkomponenten ersetzt werden. In Analogie zu den Gleichungen (4.67) und (4.68) ergibt sich für die E_z -Komponenten

$$E_{z,(k,m)} \cdot \left(A_{z0} - \frac{1}{2} i \omega \varepsilon_P \right) + E_{z,(k,m-1)} \cdot A_{z1} + \dots + E_{y,(k,m)} \cdot A_{z12} = 0, \quad (4.74)$$

wobei die Beiträge der unbekannten Permittivität in sämtlichen A_z -Komponenten eliminiert wurden.

Sind die möglichen Ecken- und Kantentypen an der Grenzfläche des unbekannten Materials implementiert, wird durch Zusammenfassen der Gleichungen (4.64) - (4.70) und (4.74) das verallgemeinerte Eigenwertproblem

$$\mathbf{A} \cdot \vec{E}_{x/y/z} - \varepsilon_P (\mathbf{n} \cdot i \omega \cdot \mathbf{I}) \cdot \vec{E}_{x/y/z} = \mathbf{A} \cdot \vec{x} - \varepsilon_P \mathbf{B} \cdot \vec{x} = \vec{0} \quad (4.75)$$

aufgestellt. Wobei \mathbf{I} die Einheitsmatrix und \mathbf{n} eine Matrix mit gebietsabhängigen Faktoren auf ihrer Hauptdiagonalen darstellt, die vom Füllgrad des unbekannten Materials an der jeweils betrachteten Feldkomponente abhängen. Er ist 1 für Komponenten innerhalb der unbekannten Probe, 0,75 an Innenecken, 0,5 an Kanten, 0,25 bei Außenecken und 0 in Gebieten außerhalb des unbekannten Materials.

Die Matrix \mathbf{B} ist allgemein nicht invertierbar. Sie beinhaltet ausschließlich komplexwertige Hauptdiagonalelemente und ist daher symmetrisch. Gleichung (4.75) kann deshalb mit üblichen Algebra-Paketen direkt gelöst werden. Die verschiedenen Lösungen entsprechen den benötigten Permittivitäten, welche für die jeweilige Mode den vorgegebenen Wert der Ausbreitungskonstante erzwingt.

Im Regelfall wird bei der leitungsbasierten Materialcharakterisierung die Grundmode verwendet und ausgewertet. Unter dieser Bedingung ist deshalb die niedrigste Permittivität $\varepsilon_P \geq 1$ gesucht, welche beispielsweise mit der Arnoldi-Methode [Leh98] gefunden werden kann.

Zu bemerken ist weiterhin, dass die FDFD-Standardmethode und deren Umformulierung als Eigenpermittivitätsproblem bei einer Approximation gleicher Ordnung zueinander äquivalent sind. So ergibt die Simulation einer vorgegebenen Struktur mit sämtlichen Materialeigenschaften eine bestimmte Ausbreitungskonstante für jede Mode. Wird derselbe Leitungsquerschnitt mit den gleichen Parametern mit Ausnahme einer beispielsweise lokal unbekannten komplexen Permittivität als Eigenpermittivitätsproblem simuliert, entspricht das Ergebnis exakt dem Wert, welcher bei der Standardsimulation vorgegeben wurde. Wobei ein jeweils gleiches Gitter und bei der zweiten Simulation die Verwendung der Ausbreitungskonstante vorausgesetzt wird, welche die betrachtete Mode in der Standardsimulation ergab.

Die Verifikation wird nun anhand der Bestimmung von Substraten häufig verwendeter Leitungstypen gezeigt, da aus der Literatur bereits sehr genaue Modelle für diese Strukturen bekannt sind.

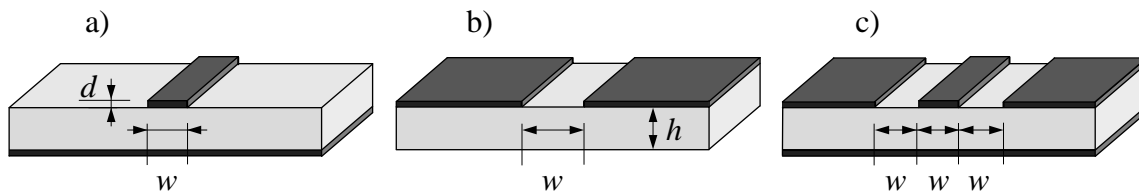


Abb. 4.23: Darstellung der Mikrostreifen-, offenen Schlitz- und Koplanarleitung mit Massefläche. Die Substrathöhe und Elektrodenstärke sind durch h und d , Abstände der Leiterbahnkanten mit w gekennzeichnet.

Die Substrathöhe h wurde jeweils zu $200\text{ }\mu\text{m}$ gewählt und die Dicke d der Elektroden zu $10\text{ }\mu\text{m}$. Alle Metallisierungen wurden vereinfachend als ideale Leiter betrachtet. Die Berechnung der Ausbreitungskonstante erfolgte mit zwei unterschiedlichen komplexen relativen Permittivitäten ($3+0,03i$ und $15+0,15i$) mithilfe der analytischen Modelle. Mit den so erhaltenen komplexen Ausbreitungskonstanten wurde daraufhin die Eigenpermittivitätssimulation für das unbekannte Substratmaterial durchgeführt. Die Ergebnisse (Tabelle 4.3) zeigen bereits bei einem groben Gitter eine sehr gute Näherung und gleichen sich mit zunehmender Verkleinerung der mittleren Diskretisierungsweite den Ausgangswerten weiter an.

Tabelle 4.3: Vergleich der Eigenpermittivitätssimulation mit den Ergebnissen analytischer Modelle.

Leitungstyp	Vorgabe	Simulation der Eigenpermittivität		
		20×20	50×50	120×120
Mikrostreifenleitung	$3 - 0,03i$	$2,96-0,02976i$	$2,974-0,0299i$	$2,998-0,0302i$
	$15-0,15i$	$14,78-0,147i$	$14,87-0,148i$	$14,99-0,1493i$
offene Schlitzleitung	$3 - 0,03i$	$2,73-0,02682i$	$2,911-0,0287i$	$2,981-0,0295i$
	$15-0,15i$	$14,11-0,123i$	$14,61-0,142i$	$14,81-0,147i$
Koplanarleitung mit Massefläche	$3 - 0,03i$	$2,82-0,02779i$	$2,961-0,0289i$	$2,989-0,0295i$
	$15-0,15i$	$14,48-0,138i$	$14,81-0,148i$	$14,89-0,1512i$

Nach der Verifikation mit theoretischen Daten wird die Methode im Folgenden ausgenutzt, um die Permittivität von LTCC-Proben, einer hochfrequenztauglichen Keramik, zu bestimmen. Sie wird im sechsten Kapitel zur Umsetzung von Phasenschieberkomponenten verwendet.

In Abbildung 4.24 sind einige geschliffene LTCC-Quader unterschiedlicher Länge dargestellt. Deren Querschnitte wurden derart gewählt, dass sie mit den Dimensionen der WR28 und WR10 Standardhohlleiter übereinstimmen. Auf diese Weise können die Ergebnisse innerhalb eines jeweils begrenzten Frequenzbandes auch mit der sehr häufig verwendeten (und für breitbandige leitungsbasierte Messverfahren sehr genauen) hohlleiterbasierten Extraktionsmethode [Che04] bestimmt werden. Dies ermöglicht (ohne die zumeist vernachlässigbaren Leitungsverluste) einen Vergleich mit der hier vorgestellten Methode.

Die hierfür benutzte Messanordnung ist auf der linken Seite in Abbildung 4.24 schematisch dargestellt.

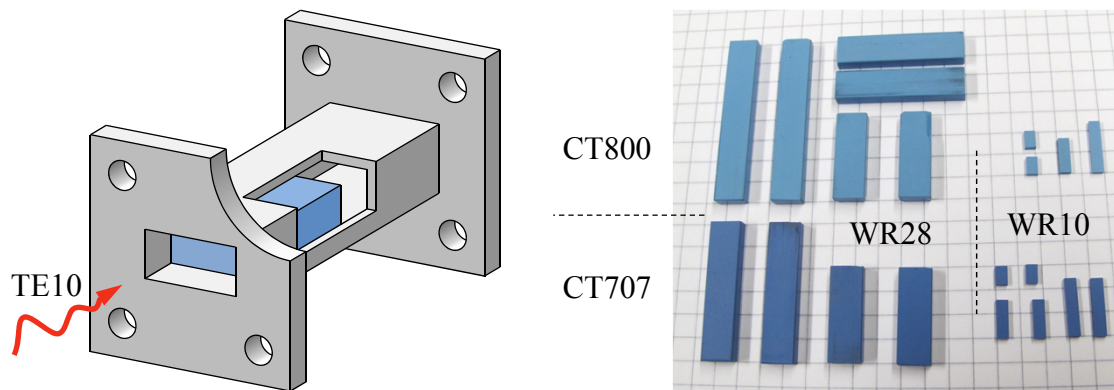


Abb. 4.24: Rechteckhohlleiter mit dielektrischem Prüfkörper (links) und verschiedene LTCC-Proben unbekannter Permittivität.

Die Auswertung basiert auf einer Modellierung mit drei Leiterstücken nach Abbildung 4.20. Wird die Permittivität über den betrachteten Frequenzbereich als konstant angenommen, ergeben sich die Materialparameter nach einer Fehlerquadratminimierung zwischen dem Übertragungsverhalten des Ersatzmodells und der Messung über den gesamten Frequenzbereich. Die graue Kurve im unten stehenden Diagramm zeigt den Verlauf der Einfügedämpfung und Phase einer repräsentativen Messung um 30 GHz. Mit der schwarzen wird der Übertragungsverlauf der Ersatzschaltung mit den geeignetsten Materialparametern dargestellt.

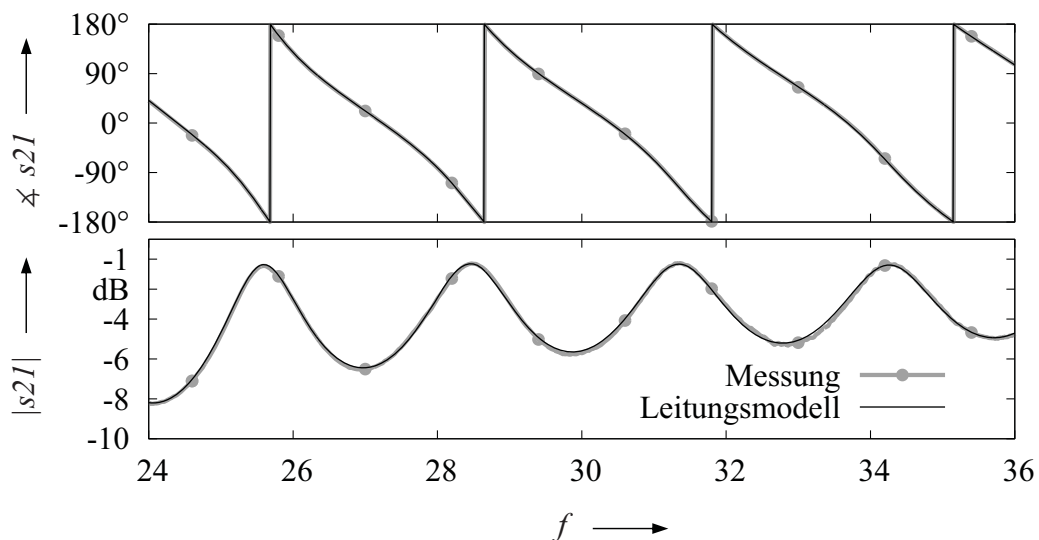


Abb. 4.25: Vergleich von Betrag und Phase des gemessenen Verlaufs von s_{21} mit dem der Ersatzschaltung bei geeignet gewählten Materialparametern. Die Länge des WR28-Hohlleiters ($7,11 \times 3,56$) mm² beträgt 50,15 mm, die der LTCC-Probe 20,1 mm.

Für unterschiedlich lange Prüfkörper sind die derart gewonnenen Materialeigenschaften in folgender Tabelle zusammengefasst.

Tabelle 4.4: Materialeigenschaften von zwei verschiedenen LTCC-Keramiken.

Keramik	Frequenzbereich in GHz	Länge in mm	ε_r	$\tan(\delta) \cdot 10^{-3}$
CT707	24-36	20,1	6,14	4,32
		30,0	6,15	4,03
		30,2	6,13	3,92
		40,2	6,08	4,05
	70-90	4,03	5,45	4,5
		4,03	5,40	4,7
		8,01	5,45	4,0
		12,0	5,50	4,3
CT800	24-36	20,2	7,34	3,45
		30,1	7,31	3,15
		40,1	7,42	3,15
		40,0	7,40	3,15
	70-90	4,01	6,67	6,5
		4,03	6,60	6,0
		12,0	6,67	4,0
		12,1	6,63	4,2

Wird die Auswertung der Materialeigenschaften mit der Eigenpermittivitätssimulation durchgeführt, muss zuerst die komplexe Ausbreitungskonstante für jeden Frequenzpunkt aus der Messung bestimmt werden. Die komplexen Eigenwerte der darauf folgenden Simulationen mit jeweils 200×200 Gitterzellen entsprechen dabei den komplexen Eigenpermittivitäten.

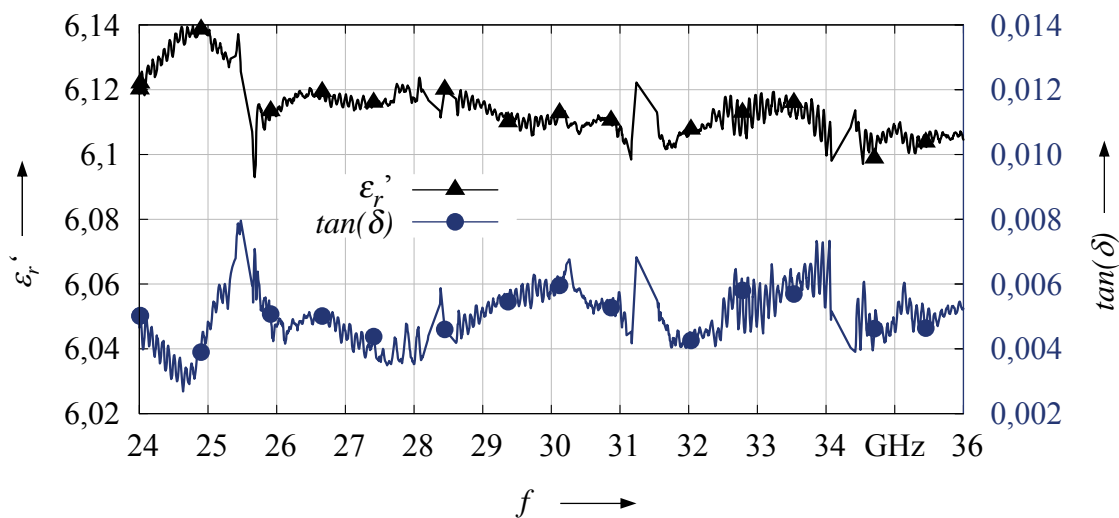


Abb. 4.26: Ergebnisse der Eigenpermittivitätssimulation mit einer CT707-Probe.

Der frequenzabhängige Verlustwinkel $\tan(\delta)$ wurde anschließend aus dem Verhältnis des Real- und Imaginärteils der Permittivität berechnet. Die Ergebnisse einer CT707-Probe sind in Abbildung 4.26 dargestellt.

Beide Methoden zeigen erwartungsgemäß etwa gleiche Werte der gemittelten Permittivität. Als intrinsischer Nachteil erscheint die Verwendung eines Frequenzbereichsverfahrens zur breitbandigen Parameterextraktion, wobei der Vorteil der einfachen Handhabung, erreichbaren Genauigkeit und Anwendbarkeit für Charakterisierungsaufgaben, für die keine analytischen Lösungen existieren, überwiegt. Insbesondere wird eine einfache Auswertung von Substraten mit beliebigen Leitungstopologien ermöglicht.

Die Grenze dieser Extraktionsmethode wird dann überschritten, wenn bei Verwendung mehrerer unterschiedlicher Leitungssegmente nach Abbildung 4.20 die Felddbilder der einzelnen Sektionen sehr unterschiedlich sind. Durch die dadurch hervorgerufene Fehlanpassung wird in diesem Fall eine genaue modellbasierte Bestimmung der Ausbreitungskonstanten verhindert. Damit die Auswirkungen derartiger Fehler tolerierbar bleiben, muss der Leiterabschnitt mit dem unbekannten Material eine entsprechend hohe elektrische Länge besitzen.

Von derartigen Einschränkungen nicht betroffen ist die Ausnutzung dieser Methode bei einem resonanten Messverfahren, wie es im Folgenden vorgestellt wird.

4.3.2 Dielektrisches Eigenwertproblem von Kavitäten

Gesucht wird die Permittivität einer Materialprobe aus einer z. B. gemäß Abschnitt 4.1.3 gemessenen Resonanzfrequenz bzw. deren Verschiebung. Der Resonator und die Probe nach

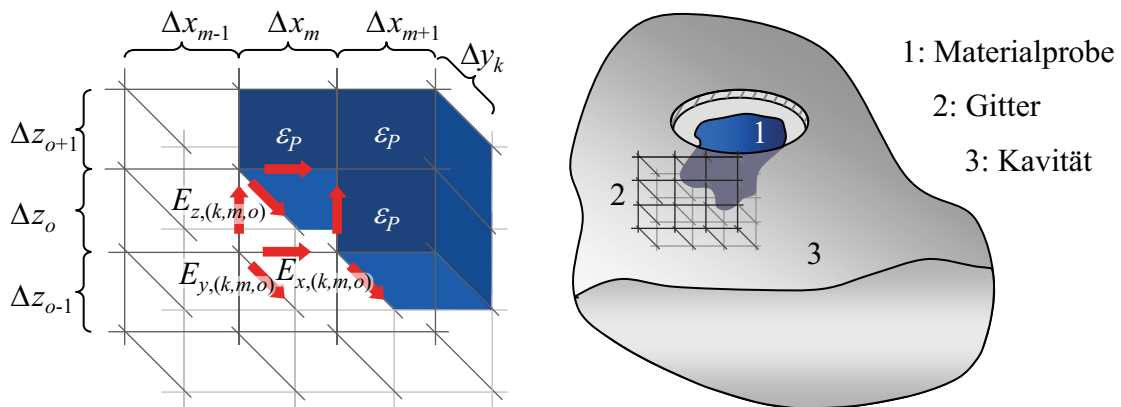


Abb. 4.27: Dreidimensionales Yee-Gitter am Beispiel eines Resonators mit einem unbekannten Material.

Abb. 4.27 dürfen beliebige Formen und Anordnungen haben. Die Resonanzfrequenz als auch die Eigenschaften der Berandung und der durch sie umschlossenen Materialien müssen mit Ausnahme der dielektrischen Probe bekannt sein.

Zur Berechnung der materialabhängigen Feldverteilung müssen die elektrischen und magneti-

schen Felder bei ihrer Resonanzfrequenz die Gleichungen

$$\nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times \vec{E}) - \omega^2 \bar{\epsilon} \vec{E} = 0 \quad (4.76)$$

$$\nabla \times (\bar{\epsilon}^{-1} \nabla \times \vec{H}) - \omega^2 \mu \vec{H} = 0 \quad (4.77)$$

erfüllen. Die Formulierung wird hier am Beispiel einer zu bestimmenden anisotropen Permittivität eines geometrisch bekannten Probenkörpers unter der Annahme von $\mu(x,y,z) = \mu_0$ und einer Orientierung des Koordinatensystems entsprechend der dielektrischen Materialachsen mittels Gleichung (4.76) gezeigt. Sie lässt sich aber in gleicher Weise auf die Berechnung einer Leitfähigkeit oder einer unbekannten Permeabilität mit Gleichung (4.77) übertragen.

Das Verfahren beginnt wieder mit einer Klassifizierung der Feldkomponenten auf dem Gitter der zu simulierenden Struktur in die Bereiche innerhalb des unbekannten Materials, auf deren Grenzen und außerhalb.

In kartesischen Koordinaten führt (4.76) zu den drei Gleichungen

$$-\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} - \omega^2 \epsilon_{r,xx} \mu_0 \epsilon_0 E_x = 0 \quad (4.78)$$

$$-\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} - \omega^2 \epsilon_{r,yy} \mu_0 \epsilon_0 E_y = 0 \quad (4.79)$$

$$-\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} - \omega^2 \epsilon_{r,zz} \mu_0 \epsilon_0 E_z = 0. \quad (4.80)$$

Wird eine Approximation zweiter Ordnung mit dem in Abbildung 4.27 dargestellten Yee-Gitter umgesetzt, ergeben sich die obigen Terme durch die Verknüpfung der lokalen Feldkomponenten mit ihren Nachbarelementen mittels einer quadratischen Funktion zu

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} = \frac{E_{x,(k,m+1,o)} \Delta y_{k-1} + E_{x,(k,m-1,o)} \Delta y_k + E_{x,(k,m,o)} (\Delta y_{k-1} - \Delta y_k)}{\Delta y_{k-1} \Delta y_k (\Delta y_{k-1} + \Delta y_k)} \quad (4.81)$$

$$\vdots \quad (4.82)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{E_{y,(k+1,m,o)} \Delta x_{m-1} + E_{y,(k-1,m,o)} \Delta x_m + E_{y,(k,m,o)} (\Delta x_{m-1} - \Delta x_m)}{\Delta x_{m-1} \Delta x_m (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m)} \quad (4.83)$$

$$\vdots \quad (4.84)$$

Deren Substitution in die Gleichungen (4.78)-(4.80) führt (im allgemeinen Fall bianisotroper Materialien) für alle N auf dem Gitter definierten Feldkomponenten zu einem Gleichungssystem

$$\mathbf{A} \vec{x} - \epsilon_{r,xx} \mathbf{B}_1 \vec{x} - \epsilon_{r,yy} \mathbf{B}_2 \vec{x} - \epsilon_{r,zz} \mathbf{B}_3 \vec{x} = \vec{0} \quad (4.85)$$

mit $N + 3$ Unbekannten. Die \mathbf{B} -Matrizen beinhalten ähnlich der Formulierung beim Wellenleiter den Füllgrad der jeweiligen Feldkomponente und können zwischen $(0, 1, \dots, 4)/4$ liegen. Ist das Material isotrop, kann obige Gleichung als verallgemeinertes Eigenwertproblem mit $\epsilon_r = \epsilon_{r,xx} = \epsilon_{r,yy} = \epsilon_{r,zz}$ und $\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_3$ direkt gelöst werden. Besitzt es anisotrope

Eigenschaften, wird zu deren Bestimmung die Auswertung von zwei bzw. drei hinsichtlich der dielektrischen Achsen unterschiedlich wirksamen Resonanzmoden benötigt.

Mit obiger Formulierung können die dielektrischen Eigenschaften beliebiger Probenkörper in Kavitäten direkt aus der Lösung des zugehörigen Eigenwertproblems erhalten werden. Für die typischerweise zur Materialcharakterisierung verwendeten Strukturen –für die analytische Näherungen hergeleitet werden können– bietet es nach bestimmten Modifikationen eine weitere Verbesserung, wenn man an einer möglichst genauen Parameterbestimmung oder zumindest an einer Abschätzung unberücksichtigter Nichtidealitäten interessiert ist.

Bei der Berechnung beliebiger Strukturen ist die Feldverteilung bei Verwendung herkömmlicher Raumdiskretisierungsverfahren vor der Simulation unbekannt. Bei der Materialcharakterisierung hingegen ist die Gestalt der zur Auswertung verwendeten Resonanztypen in der Regel zumindest näherungsweise gegeben. Dies folgt aus den Resonatorformen, welche so gewählt werden, dass die für die Auswertung wesentliche Feldverteilung (mit Ausnahme notwendiger Störungen) mathematisch möglichst einfach beschreibbar sind. Dieser Umstand kann ausgenutzt werden, um den Nachteil der Raumdiskretisierungsverfahren (die hohe Anzahl benötigter Gitterzellen für ein zufriedenstellend genaues Ergebnis) aufzuheben.

Da die Störungen nicht nur unabhängig voneinander, sondern auch in ihrer Gesamtheit 'richtiger' behandelt werden, führt dies zu einer äußerst effizienten Methode, welche gleichzeitig zu genaueren Ergebnissen führt. Gezeigt wird dies im Folgenden am Beispiel des zylindrischen Resonators aus Abschnitt 4.1 anhand der TM₀₁₀-Mode.

Zu deren Berechnung wird zunächst die mit einem zweidimensionalen Yee-Gitter diskretisierte zylindersymmetrische Struktur gemäß Abb. 4.28 betrachtet. Die Feldverteilung der gestörten Mode kann allein aus den H_ϕ -Komponenten bestimmt werden, wodurch die Formulierung mit den magnetischen Feldern nach Gleichung (4.77) zweckmäßig ist. Für allgemeine Strukturen ist

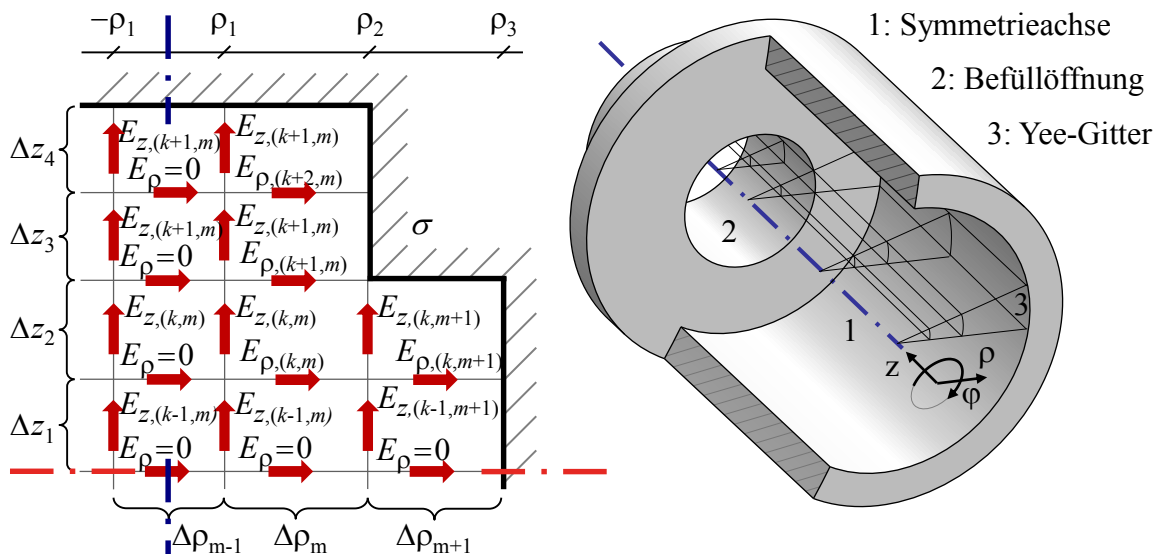


Abb. 4.28: Zylindrisches Yee-Gitter am Beispiel einer in z -Richtung gestörten Kavität.

es jedoch einfacher, das Eigenpermittivitätsproblem aus Gleichung (4.76) mit den elektrischen Feldern aufzustellen.

Bei dem im Folgenden betrachteten Problem treten ausschließlich E_ρ - und E_z -Komponenten auf, woraus aus Gleichung (4.76) in zylindrischen Koordinaten

$$\varepsilon_\rho \rho \omega^2 E_\rho = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{d^2 E_z}{d\rho dz} - \frac{d^2 E_\rho}{d\rho^2} \right) \quad (4.86)$$

$$\varepsilon_z z \omega^2 E_z = \frac{1}{\mu_0 \rho} \left(\frac{dE_\rho}{dz} - \frac{dE_z}{d\rho} + \rho \left(\frac{d^2 E_\rho}{d\rho dz} - \frac{d^2 E_z}{d\rho^2} \right) \right) \quad (4.87)$$

folgt.

Wird zur Materialauswertung jeweils eine Resonanzmode (wie in diesem Beispiel die quasi-TM₀₁₀-Mode) betrachtet, verbessert sich das Konvergenzverhalten der Lösung, indem eine Näherungslösung implizit in das Verfahren eingearbeitet wird. Dies gelingt, indem die E_z -Komponenten in ρ -Richtung jeweils stückweise mit

$$a_\rho \cdot \rho^2 + b_\rho \cdot \rho + c_\rho \cdot F(\rho) \quad (4.88)$$

angenähert werden. Demgegenüber wird die z -Abhängigkeit von E_z sowie das Verhalten von E_ρ in z - und ρ -Richtung gemäß der Standardmethode durch ein Polynom zweiten Grades $a \cdot z^2 + b \cdot z + c$ formuliert. Für $F(\rho)$ wird die abschnittsweise geltende Lösung der Grundmode

$$F(\rho, j) = C_i J_0(k_{e,m} \cdot \rho) + D_j Y_0(k_{e,m} \cdot \rho) \quad (4.89)$$

des durch dielektrische und metallische Verluste und durch den Querschnittsprung ungestörten Problems gewählt. Sie kann für den Raum innerhalb des Befüllkanals und des Resonators durch die Lösung der transzendenten Gleichung entsprechend Abschnitt 4.1.1 bestimmt werden.

Die Koeffizienten a_ρ , b_ρ und c_ρ aus Gleichung (4.88) werden wie bei der Standardformulierung mithilfe ihrer Nachbarelemente ausgedrückt. Wird eine Allokation der Feldkomponenten gemäß Abbildung 4.28 zugrunde gelegt, ergeben sie sich zu

$$\begin{aligned} a_\rho &= \frac{F_m \left(\Delta\rho_m \cdot E_{z,(k,m-1)} + \Delta\rho_{m-1} \cdot E_{z,(k,m+1)} \right) - E_{z,(k,m)} (F_{m+1} \cdot \Delta\rho_{m-1} - F_{m-1} \cdot \Delta\rho_m)}{F_m \cdot \Delta\rho_{m-1} \cdot \Delta\rho_m (\Delta\rho_{m-1} + \Delta\rho_m)} \\ b_\rho &= \frac{F_m \left(\Delta\rho_{m-1}^2 \cdot E_{z,(k,m+1)} - \Delta\rho_m^2 \cdot E_{z,(k,m-1)} \right) + E_{z,(k,m)} (F_{m-1} \cdot \Delta\rho_m^2 - F_{m+1} \cdot \Delta\rho_{m-1}^2)}{F_m \cdot \Delta\rho_{m-1} \cdot \Delta\rho_m (\Delta\rho_{m-1} + \Delta\rho_m)} \\ c_\rho &= \frac{E_{z,(k,m)}}{F_m}. \end{aligned} \quad (4.90)$$

Die Terme aus Gleichung (4.86) für $E_{\rho,(k,m)}$ folgen daraus zu

$$\begin{aligned} E_\rho &= E_{\rho,(k,m)} \\ \frac{d^2 E_z}{d\rho dz} &= 2 \frac{E_{z,(k,m+1)} - E_{z,(k,m)} - E_{z,(k-1,m+1)} + E_{z,(k-1,m)}}{\Delta\rho_m (\Delta z_{k-1} + \Delta z_k)} \\ \frac{d^2 E_\rho}{d\rho^2} &= 2 \frac{\Delta z_k \cdot E_{\rho,(k-1,m)} - (\Delta z_{k-1} + dz_k) E_{\rho,(k,m)} + \Delta z_{k-1} \cdot E_{\rho,(k+1,m)}}{dz_{k-1} \cdot dz_k (dz_{k-1} + dz_k)}. \end{aligned} \quad (4.91)$$

Für die an den E_z -Komponenten aufzustellende Gleichung (4.87) ergibt sich bei $E_{z,(k,m)}$

$$\begin{aligned} E_z &= E_{z,(k,m)} \\ \frac{dE_z}{d\rho} &= \frac{dF(\rho)_m}{d\rho} \frac{E_z}{F_m} + \\ &\quad \frac{\Delta\rho_{m-1}^2 (F_m \cdot E_{z,(k,m+1)} - F_{m+1} \cdot E_{z,(k,m)}) + \Delta\rho_m^2 (-F_m \cdot E_{z,(k,m-1)} + F_{m-1} \cdot E_{z,(k,m)})}{F_m \cdot \Delta\rho_{m-1} \cdot \Delta\rho_m (\Delta\rho_{m-1} + \Delta\rho_m)} \\ &\vdots \end{aligned} \quad (4.92)$$

Wird die Berandung als unendlich gut leitfähig angenommen, verschwinden die E_z - und E_ρ -Komponenten an dieser Stelle. Werden die metallischen Verluste berücksichtigt, kann die Randbedingung mithilfe der frequenzabhängigen Oberflächenimpedanz

$$Z_O = (1 + i) \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \sigma}} \quad (4.93)$$

mit dem transversalen elektrischen und magnetischen Feld durch $E_t = H_t \cdot Z_O$ ausgedrückt werden. Voraussetzung ist, dass die Dicke der Metallisierung sehr groß gegenüber der Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes ist.

In der Standardformulierung, bei der die unbekannte Resonanzfrequenz berechnet wird, führt dies zu einem quadratischen Eigenwertproblem. Da aber die Resonanzfrequenz bereits durch die Messung bekannt ist, wird die Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit bei der Eigenpermittivitätssimulation auf numerisch günstige Weise ermöglicht.

Nach dem Einsetzen der Gleichungen (4.92) und (4.91) in (4.86) und (4.87) für jede auf dem Gitter vorhandene Feldkomponente ergibt sich ein Gleichungssystem, dessen Koeffizienten die Einträge der Matrizen \mathbf{A} und \mathbf{B} ergeben. Wurden dessen Koeffizienten derart bestimmt, kann es in die Form

$$\mathbf{A} \vec{x} - \varepsilon_{r,\rho\rho} \mathbf{B}_1 \vec{x} - \varepsilon_{r,\varphi\varphi} \mathbf{B}_2 \vec{x} - \varepsilon_{r,zz} \mathbf{B}_3 \vec{x} = \vec{0} \quad (4.94)$$

überführt werden. Bei einer unbekannten isotropen Permittivität reduziert sich Gleichung (4.94) wieder zu einem verallgemeinerten Standard-Eigenwertproblem $\mathbf{A} \vec{x} - \varepsilon_r \mathbf{B} \vec{x} = \vec{0}$, welches von gebräuchlichen Algebra-Paketen direkt gelöst werden kann.

Durch die implizite Berücksichtigung der analytischen Funktion ändert sich das Konvergenzverhalten des Simulationsverfahrens. Wird beispielsweise eine durch Befüllöffnungen und metallische Verluste ungestörte Kavität berechnet, sind die simulierten Resonanzfrequenzen der TM010-Lösungen (siehe Abbildung 4.29) stets exakt. Die Eigenwerte sind in diesem Fall unabhängig von der Anzahl der verwendeten Gitterzellen. Bei der Standardformulierung nähert sich die simulierte Resonanzfrequenz mit einer Konvergenzordnung von etwa zwei dem exakten Wert mit kleiner werdender Größe der Gitterzellen an.

Wird ein Störeinfluss wie z. B. die Befüllöffnung hinzugenommen, führt dies zu einer Änderung der lokal definierten Feldkomponenten (siehe Abbildung 4.30). Insbesondere kommen E_ρ -Komponenten hinzu, welche in der ungestörten Kavität beim TM010-Mode nicht auftreten. Die

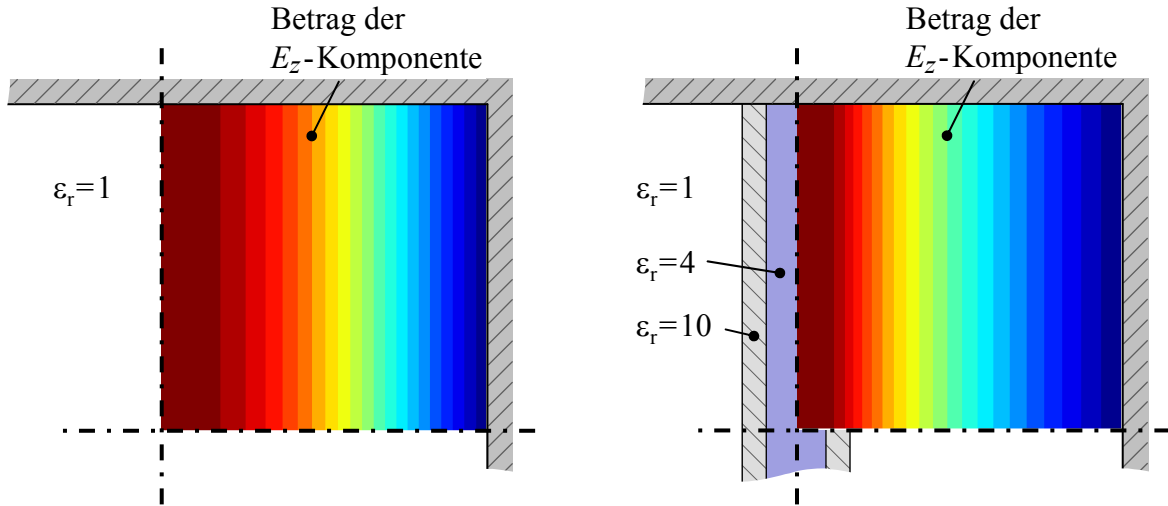


Abb. 4.29: Feldverteilung der TM_{010} -Moden ohne (links) und mit einer dielektrischen Füllung (rechts).

Genauigkeit des Ergebnisses ist in diesem Fall von der Feinheit und Gestalt des verwendeten Gitters abhängig.

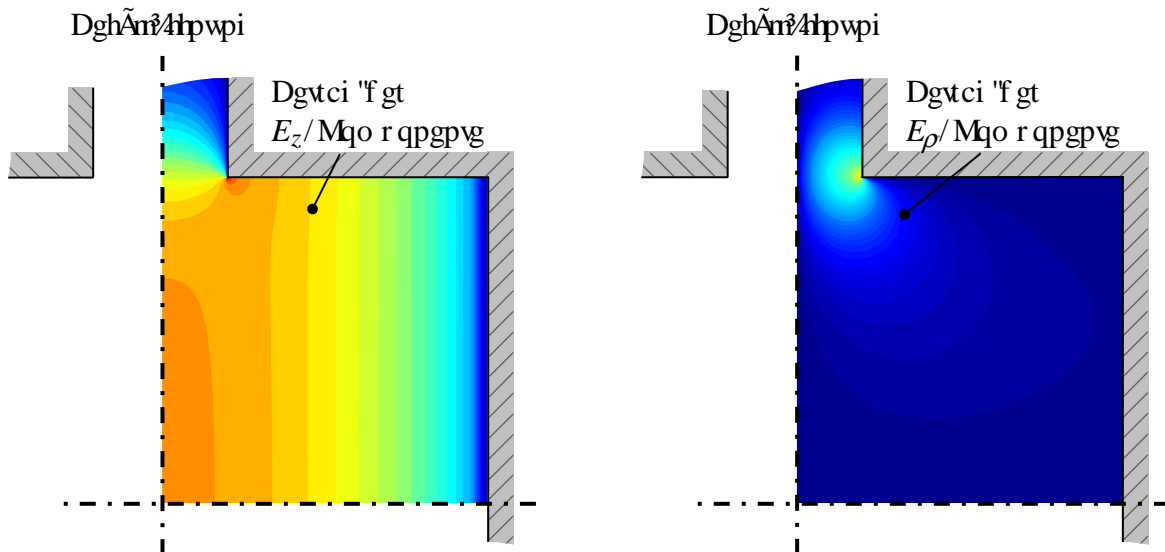


Abb. 4.30: Feldverteilung der gestörten quasi- TM_{010} -Mode.

Wird zunächst nur die Simulation der Resonanzfrequenz betrachtet, lässt sich die Konvergenz obiger Formulierung mit der analytischen Funktion und der Standardmethode anhand der in Abschnitt 4.1.2 entwickelten Störungsrechnung bestimmen. Als genaues Ergebnis wird der Wert angenommen, der sich bei Verwendung von einer Million Moden aus Gleichung (4.34) ergibt.

In Abhängigkeit der Anzahl verwendeter Gitterzellen ist in Abbildung 4.31 die Abweichung der Resonanzfrequenzänderung aus der FDFD-Simulation gegenüber derjenigen dargestellt,

die aus der Störungsrechnung folgt. Der Fehler bezieht sich dabei auf die Differenz zwischen der exakt bestimmbaren Resonanzfrequenz der ungestörten, leeren Kavität mit dem Simulationsergebnis. Er ist auf die als exakt angenommene Frequenzänderung $\Delta f_{BÖ}$ normiert, deren Berechnung im Abschnitt 4.1.2 vorgestellt wurde.

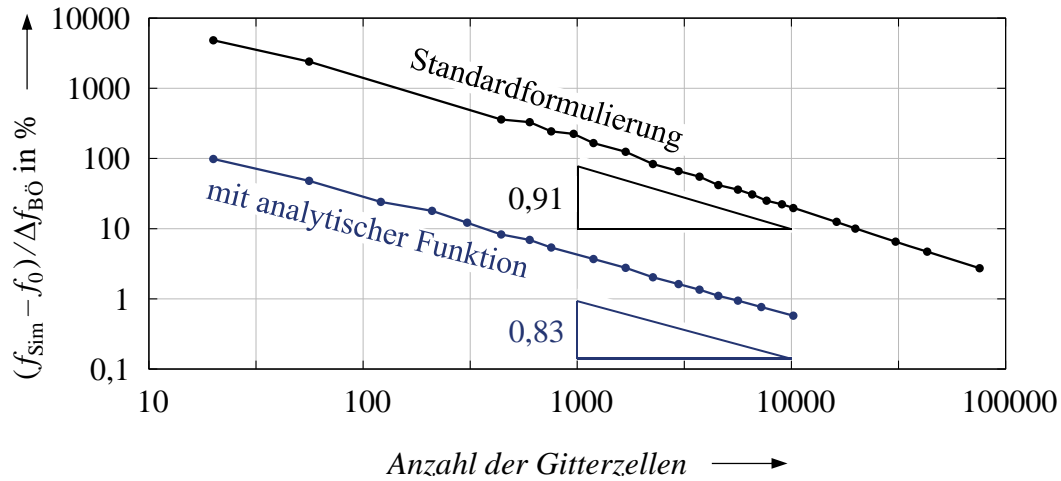


Abb. 4.31: Vergleich des Konvergenzverhaltens.

Werden nur wenige Zellen für die Simulation verwendet, liegt die Abweichung des implizit mit der analytischen Näherungsfunktion verknüpften Verfahrens nahe 100 Prozent, d. h. bei der Resonanzfrequenz des ungestörten Problems. Wird die Diskretisierungsweite verkleinert, d. h. die Anzahl der Gitterzellen erhöht, konvergiert es für dieses Beispiel mit der Ordnung 0,83 gegenüber der verwendeten Zellanzahl, bzw. mit 1,66 gegenüber der mittleren Diskretisierungsweite.

Im Vergleich zur Standardformulierung ist die Konvergenzgeschwindigkeit für dieses Beispiel um 0,08 verringert. Da jedoch das Ergebnis durch die implizite Verknüpfung mit der analytischen Lösung bereits von einem sehr nahe an der tatsächlichen Resonanzfrequenz liegenden Anfangswert ausgeht, verbleibt gegenüber der Standardformulierung eine wesentlich höhere Genauigkeit bei gleicher Diskretisierung. Der durch den Einfluss der Befüllöffnung entstehende Fehler verringert sich bereits mit 100×100 Gitterzellen auf wenige Promille. Zeitgemäße Rechner mit beispielsweise einem Intel® Core™ i7-Prozessor lösen das hierfür aufgestellte Eigenwertproblem innerhalb einer Zehntelsekunde.

Eine ähnlich hohe Genauigkeit wird mit der Standardformulierung erst bei einer mehr als zehnfachen Anzahl an Gitterzellen erreicht.

Da das hier vorgestellte Verfahren somit nur auf Einflüsse reagiert, die in der eingepägten analytischen Lösung unberücksichtigt blieben, kann es auch als Störungssimulation aufgefasst werden. Deren Genauigkeit ist durch die Anzahl der verwendeten Gitterzellen in sehr weiten Grenzen einstellbar.

Abbildung 4.32 zeigt ein Ergebnis der Eigenpermittivitätssimulation für ein unbekanntes isotropes Material in einem Container.

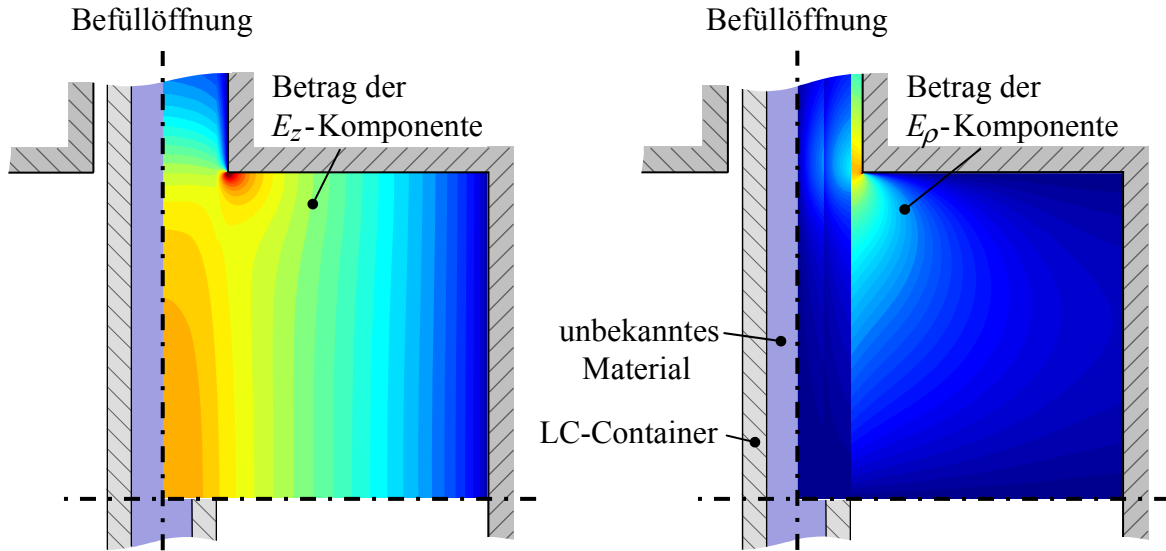


Abb. 4.32: *Feldverteilung der ersten Eigenmode.*

Die Resonanzfrequenz für die Eigenpermittivitätssimulation wurde zu 14 GHz vorgegeben. Die Permittivität des Containers mit dem Innen- und Außendurchmesser von 1 bzw. 2 mm wurde zu $\epsilon_r = 10$ gewählt. Der Radius der Befüllöffnung und der Kavität sind 1,2 und 6 mm. Die als unbekannt angenommene isotrope relative Permittivität des Materials im Container ergibt sich für diese Struktur direkt aus der Eigenwertsimulation zu 4,01. Bei Vorgabe einer komplexen Resonanzfrequenz gemäß

$$\underline{\omega} \approx \omega \left(1 + i \frac{1}{2 Q} \right) \quad (4.95)$$

ist das Ergebnis eine komplexe Permittivität.

Für uniaxial anisotrope Materialien bekannter Orientierung werden zur Charakterisierung beider Achsen zwei unabhängige Informationen benötigt. Sie können bei Nutzung derselben Resonanzmode durch eine andere Materialorientierung erhalten werden, oder bei gleicher Orientierung durch die Resonanzfrequenz einer anderen Mode. Wird beispielsweise für die Charakterisierung von coaxial ausgerichteten Flüssigkristall dasselbe Verfahren für die TM₁₁₁-Mode durchgeführt, ergeben sich zwei Gleichungssysteme, die durch ihre Eigenwerte $\epsilon_{r,\rho\rho}$ und $\epsilon_{r,zz}$ entsprechend (4.94) miteinander verkoppelt sind. Bei der Eigenpermittivitätssimulation muss in diesem Fall jeweils eine Achse vorgegeben werden, um die komplexe Permittivität der anderen Achse zu simulieren. Durch rekursive Anwendung dieses Verfahrens können die Materialeigenschaften beider Achsen iterativ erhalten werden.

Bislang wurden die Ergebnisse der Charakterisierungsverfahren ohne Diskussion zu erwartender systematischer und zufälliger Fehler vorgestellt. Zwar kann eine Fehlerrechnung hinsichtlich einfacher Geometrieviationen durchgeführt werden, doch sind deren Auswirkungen für die in diesem Kapitel betrachteten Beispiele kleiner als die bereits in den Messreihen auftretenden Streuungen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die den Fehler tatsächlich

dominierenden Einflüsse durch Störungsrechnungen nur sehr aufwendig oder nicht mit der benötigten Genauigkeit berücksichtigt werden können. Beispiele sind u. a. unsymmetrische Fehlstellungen in der Nähe von Feldsingularitäten (siehe Abbildung 4.32) oder nicht exakt rechtwinklige Stirnflächen (gemäß Abbildung 4.24 bei z. B. einem Hohlleiterverfahren) bei quaderförmigen Proben.

Deren Bewertung kann jedoch vergleichsweise einfach mit einer allgemeinen Methode wie dem hier entwickelten FDFD-Verfahren erfolgen.

Ermöglicht wird dies beispielsweise durch das in [Nik04] vorgestellte Verfahren zur Sensitivitätsanalyse. Ausgangspunkt ist hierbei das Ergebnis der idealen Struktur. Deren Parameter hinsichtlich Geometrie- oder Materialeigenschaften werden in einem zweiten Schritt mit einer vorgegebenen Änderung lokal gestört. Daraufhin wird der Einfluss sämtlicher Fehlerquellen auf das globale Simulationsergebnis unabhängig voneinander mit nur einer zusätzlichen Berechnung bestimmt. Da die globale Simulationsgröße bereits die Materialpermittivität darstellt, läßt sich eine Fehlerrechnung auf diese Weise numerisch günstig erhalten.

Die Berücksichtigung beliebiger Einflussgrößen erfordert hierfür eine 3D-Simulation. Ist deren Eigenwertproblem zur Erhöhung der erreichbaren Genauigkeit z. B. mit der hier vorgestellten Verknüpfung einer analytischen Näherungsfunktion formuliert, eignet sich auch ein dreidimensionales Raumdiskretisierungsverfahren wie die FDFD-Methode für eine Abschätzung von zufälligen und systematischen Fehlergrößen.

Der Vorteil bei der Verwendung flexibler Methoden wie der FDFD besteht darin, dass ansonsten unberücksichtigte Einflüsse wie der endlichen metallischen Leitfähigkeit, dielektrische Verluste oder Störungen der Geometrie wie Befüllöffnungen gemeinsam betrachtet und gelöst werden. Mit Störungsrechnungen oder dem klassischen „*Mode-Matching*“-Verfahren ist dies nicht oder nur mit hohem Aufwand möglich. Darüber hinaus kann es auf einfache Weise mit bereits gewonnenen Näherungslösungen verknüpft werden. Gezeigt wurde dies anhand des hier betrachteten Beispiels mit der analytischen Funktion der Grundmode eines teilweise dielektrisch gefüllten zylindrischen Hohlleiters. Die Näherungslösung kann aber auch aus einer Reihe von Moden bestehen, deren Koeffizienten zuvor z. B. mithilfe des „*Mode-Matching*“-Verfahrens oder Störungsrechnungen berechnet wurden. In diesem Fall wird das Ergebnis mit der FDFD-Methode unter Berücksichtigung aller Einflussgrößen noch einmal „nachpoliert“.

Ein weiterer wesentlicher Vorteil besteht in der sehr einfachen Anwendbarkeit des Verfahrens. Einmal entsprechend implementiert, können beliebige Problemstellungen der Materialcharakterisierung mit hoher Genauigkeit ohne zusätzlichen Aufwand ausgewertet werden.

Kapitel 5

Multiphysikalische Analyse von Flüssigkristall-gefüllten Wellenleitern

Im vorangegangenen Kapitel wurden neue Verfahren zur Charakterisierung der makroskopisch wirksamen Permittivitäten verschiedener Flüssigkristalle entwickelt. Die Ergebnisse der daraufhin von Merck synthetisierten LCs zeigen eine deutliche Verringerung der Verluste im Mikrowellenbereich bei gleichzeitiger Erhöhung der Steuerbarkeit.

Befindet sich der Flüssigkristall in einem Wellenleiter, ist dessen wirksame Permittivität von der LC-Ausrichtung zum elektrischen Feld der betrachteten Mode abhängig. Wird sie z. B. mit einem elektrostatischen Steuerfeld relativ zum einfallenden HF-Feld verändert, ändert sich auch die effektive Permittivität des Leiters, wodurch sich die Wellenlänge entsprechend verkürzt. Die Ausnutzung dieses Prinzips ermöglicht die Umsetzung der vielseitig einsetzbaren elektrisch steuerbaren Verzögerungsleitung, deren Phasendifferenz zwischen dem Ein- und Ausgang der Leitung kontinuierlich eingestellt werden kann.

Anwendung finden sie beispielsweise in Gruppenantennen, die aus einer Anordnung mehrerer Einzelstrahler bestehen. In Abhängigkeit der Phasendifferenz zwischen den einzelnen Elementen können sich die Beiträge dieser Strahler in eine Raumrichtung konstruktiv überlagern, in andere Richtungen löschen sie sich gegenseitig aus. Mit steuerbaren Phasenschiebern ist daher eine elektrische Schwenkung ihrer Abstrahlrichtung möglich, ohne die Antenne mechanisch zu bewegen. Eine weitere Anwendung sind Leitungsresonatoren, deren Resonanzfrequenz kontinuierlich zwischen zwei Endzuständen eingestellt werden kann. Die Verkopplung mehrerer Resonatoren führt zur Entwicklung abstimmbarer Filter.

Darüber hinaus verhält sich ein elektrisch sehr kurzes Leitungsstück geeigneter Ausführung wie eine abstimmbare Kapazität. Die Umsetzung steuerbarer Induktivitäten wird u. a. mit kurzgeschlossenen Stichleitungen ermöglicht.

Bei LC-basierten Phasenschiebern werden neben wenigen Ausnahmen (siehe [Goe10]) variable Leitungen verwendet, deren Topologie sich an herkömmlichen Wellenleitern orientiert. Sie unterscheiden sich hinsichtlich der erreichbaren Steuereffizienz, die einen Maßstab zur

Ausnutzbarkeit des Flüssigkristalls darstellt, ihren Verlusteigenschaften und den Schaltvorgängen. Diese können –aufgrund der im Mikrowellenbereich typischerweise verwendeten LC-Schichtdicken– bis weit in den Sekundenbereich hinein andauern, weshalb diese Eigenschaft berücksichtigt werden muss.

Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm zur Simulation LC-gefüllter Wellenleiter (*SimLCwg*) entwickelt, das den Vergleich verschiedener Leitungstopologien ermöglicht. Es erlaubt die Berechnung der geometrie- und materialabhängigen Leitungsimpedanz, Steuerbarkeit, Übertragungsdämpfung sowie daraus abgeleiteter Größen wie der Phasenschieberperformanz und darüber hinaus die Analyse und Optimierung alternativer Ausführungen in Verbindung mit neuen Steuerkonzepten.

Vor der Untersuchung verschiedener Leitungstopologien, wird im Folgenden kurz auf die *SimLCwg* zugrunde liegenden physikalischen Beziehungen, ihrer Modellierung und die zu ihrer Lösung verwendeten Verfahren eingegangen.

5.1 Theoretische Grundlagen des entwickelten Simulationswerkzeugs

Zu betrachten sind drei Differenzialgleichungen welche die Direktordynamik, die Verteilung des elektrischen Steuerfeldes und die Eigenwellen in anisotropen Materialien beschreiben. Die Lösung der erstgenannten wird mit einem Zeitschrittverfahren bestimmt. Das elektrostatische Steuerfeld wird aus einem aufzustellenden Gleichungssystem berechnet und die sich in dem Leiter ausbreitenden Eigenwellen werden aus den Eigenvektoren eines Eigenwertproblems im Frequenzbereich erhalten.

Für Displayanwendungen wurden derartige Programme bereits entwickelt. Kommerziell erhältlich sind DIMOS, LCD-Master, TecWiz-LCD und Mouse/Pol-LCD. Die Zielstellung dieser Entwicklungen ist dabei auf die Analyse und Optimierung der Schaltdynamik und realisierbarer Reflexionsverhältnisse einer auf ein Displayelement einfallenden Freiraumwelle (Pixelkontrast) gerichtet. Eine Problematik die sich deutlich vom Konzept der geführten Welle und ihrer wesentlichen Merkmale wie der Leitungsimpedanz, der Phasenverschiebung und ihrer Dämpfung unterscheidet. Allerdings können die entwickelten Methoden zur Berechnung der LC-Direktordynamik im Wesentlichen übernommen werden, was im Folgenden kurz beschrieben wird.

5.1.1 Direktordynamik

Ausgangspunkt der Simulation zeitabhängiger Orientierungsvorgänge von LC-Direktoren ist die von Frank und Oseen entwickelte Kontinuumstheorie. Wie im zweiten Kapitel bereits erläutert, wird die in einem Bulk von LC-Molekülen gespeicherte freie Energie in Abhängigkeit ihrer dielektrischen und elastischen Konstanten mithilfe von Direktoren beschrieben. Sie

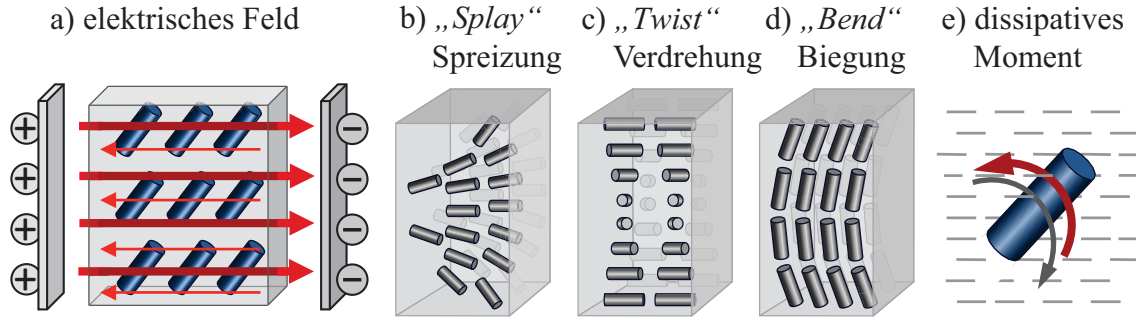


Abb. 5.1: In der Simulation berücksichtigte Beiträge der freien Energie und das dissipative Moment.

ruft lokal wirksame Drehmomente hervor, deren Ursachen in Abbildung 5.1a-d noch einmal dargestellt sind. Demgegenüber steht das der Bewegung entgegenwirkende, dissipative Moment, dessen Stärke von einer Materialeigenschaft, der Rotationsviskosität γ_{Rot} , abhängig ist. Die Beziehung zwischen diesen Deformationen, einem angelegten elektrostatischen Steuerfeld und der im Material gespeicherten freien Energiedichte beschreibt die nach Gibbs benannte Gleichung (5.1), deren Beiträge in Kapitel 2.4 diskutiert wurden.

$$f = \frac{1}{2}K_{11}(\nabla \cdot \vec{n})^2 + \frac{1}{2}K_{22}(\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2 + \frac{1}{2}K_{33}(\vec{n} \times \nabla \times \vec{n})^2 - \frac{1}{2}\vec{D} \cdot \vec{E}. \quad (5.1)$$

Da ein physikalisches System bestrebt ist den Zustand seiner kleinsten freien Energie einzunehmen, kann unter Kenntnis der obigen Beziehung in Summe mit dem dissipativen Moment bei einem beliebigen Ausgangszustand das auf die Direktoren wirksame Drehmoment mit $n_l = n_{x,y,z}$ über die Lagrange-Bewegungsgleichung zweiter Art bestimmt werden [And01].

$$\gamma_{Rot} \frac{dn_l}{dt} = - \left(\frac{df}{dn_l} - \frac{d}{dx} \frac{df}{dn_l/dx} - \frac{d}{dy} \frac{df}{dn_l/dy} - \frac{d}{dz} \frac{df}{dn_l/dz} \right) \quad (5.2)$$

Dabei ist zu erwähnen, dass obige Gleichung eine Vereinfachung darstellt, da z. B. Oberflächeneffekte, hydrodynamische Flusskopplungen und lokale Veränderungen des Ordnungsparameters aufgrund elektrostatischer oder mechanischer Einflüsse unberücksichtigt bleiben. Allerdings sind die dazu benötigten Materialkonstanten, insbesondere für die in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten experimentellen mikrowellenoptimierten Flüssigkristalle, ohnehin unbekannt.

Bekannt sind die elastischen Konstanten K_{11} und K_{33} , die Rotationsviskosität und die Permittivitäten der langen und der kurzen Achse bei $f = 1$ kHz und im Mikrowellenbereich mit dem im vierten Kapitel vorgestellten Verfahren. K_{22} liegt bei den später verwendeten nematischen Flüssigkristallen immer unterhalb der beiden anderen Elastizitätskonstanten und wird für die nachfolgenden Untersuchungen als $0,7 \cdot K_{11}$ angenommen.

Gleichung (5.2) kann durch Diskretisierung der Ableitungen nach Zeit und Raum mit numerischen Methoden wie den hier verwendeten finiten Differenzen gelöst werden. Dabei sind sowohl dirichletsche Randbedingungen mit eingepprägter Direktororientierung als auch Neumannbedingungen und offene Ränder berücksichtigt, bei denen nur der vor- bzw. rückwärtige

Differenzenquotient gebildet wird. Die Beschreibung der Direktoren erfolgt dabei jeweils lokal mit einer Funktion zweiten Grades.

Von Interesse sind sowohl der Fall einer beliebigen Orientierung des Direktors in alle drei Raumachsen als auch eine Orientierung innerhalb der Querschnittsebene des Wellenleiters. Im letztgenannten Fall genügt zur Beschreibung des Direktorfelds \vec{n} ein ortsabhängiger Winkel, was zu einer wesentlichen Vereinfachung bei der Auswertung von Gleichung (5.2) gegenüber dem allgemeinen Fall führt. Die Berücksichtigung beliebiger Orientierungen hingegen wurde in der Vektorformulierung mit den drei Direktorkomponenten n_x, n_y , und n_z umgesetzt, deren zeitliche Änderung jeweils getrennt voneinander bestimmt wird.

Die Berechnung der $(dn_{x,y,z})/dt$ aus obiger Gleichung führt auf vergleichsweise lange Ausdrücke, deren Berechnung mit einem Computer-Algebra-System wie *Mathematica*[®] durchgeführt werden kann. Eine Herleitung findet sich aber unter anderem in [And01].

Da die Lösung bezüglich der Direktororientierung zum einen von einem vorgegebenen Anfangszustand ausgeht, zum anderen aber feste Randbedingungen (z. B. LC-Schichten an Polyimidfölmern mit eingepprägter Vorzugsrichtung) enthalten kann, handelt es sich um ein Anfangs-Randwertproblem. Zusätzölich ändert sich in Abhängigkeit der Direktororientierung die Feldverteilung des elektrischen Steuerfeldes, welches seinerseits die wirksamen Drehmomente beeinflusst. Die Direktororientierung und Feldverteilung sind also miteinander veröoppelt. In der hier vorgestellten Methode, wie bei der LC-Direktordynamiksimulation üblich, wird diese Veröoppung explizit ausgeföhrt. Dabei wird das elektrische Feld jeweils für eine gegebene Direktorverteilung berechnet und davon ausgehend die Drehmomente bestimmt, bis zu einem späteren Zeitpunkt eine neue Feldberechnung erfolgt.

Bei einer impliziten Kopplung, wie sie bei anderen Problemstellungen wie der instationären Wärmeögleichung durchgeföhrt wird, muss für jeden Zeitschritt ein Gleichungssystem aufgestellt und gelöst werden. Dabei ergeben sich Vorteile bezüglich der Stabilität des Verfahrens, sodass typischerweise die gleiche Genauigkeit mit grööeren Zeitschritten erreicht wird. In der Direktordynamik sind (bei herköömmlichen LC's) die Auswirkungen der kleinen Winkeländerungen pro Zeitschritt auf das Steuerfeld gering, sodass der damit verbundene numerische Aufwand nicht effizient ist. Bei gleicher Genauigkeit dauert die implizite Veröoppung mit grööeren Zeitschritten und vielen Feldberechnungen länger als bei kleinen Zeitschritten und selteneren Neuberechnungen des Feldes. Deshalb wird es hier jeweils am Anfang und zu bestimmten Zeitpunkten während der Simulation aus dem Potentialverlauf bestimmt.

5.1.2 Lösung der Laplaceögleichung mit anisotropen kontinuierlichen Materialien

Die Potentialverteilung entspricht der Lösung der Laplaceögleichung $\nabla \cdot (\vec{\epsilon} \nabla \cdot u) = 0$, die auf demselben Gitter berechnet wird, auf dem auch die Direktordynamik durchgeföhrt wird. Sie wird hierzu ebenfalls mit dem finiten Differenzenschema in kartesischen Koordinaten gelöst. Da die Wellenleiter in $\pm z$ -Richtung als homogen und unendlich ausgedehnt betrachtet

werden, entfällt dabei die Abhängigkeit von ε_{xz} und ε_{yz} .

$$\varepsilon_{xx} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \varepsilon_{yy} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2\varepsilon_{xy} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \left(\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad (5.3)$$

Aufgrund der ε_{xy} -Komponenten treten in Gleichung (5.3) ebenfalls gemischte Ableitungen auf. Dies führt zu einem dünn besetzten Gleichungssystem mit acht Nebendiagonalen anstelle von vier, wie sie sich bei isotropen Materialien ergeben.

Um dieses Gleichungssystem aufzustellen, werden die einzelnen Terme der obigen Gleichung aus der Taylor-Reihenentwicklung mit einer Funktion zweiten Grades durch ihre Nachbarelemente gebildet. An der Stelle $u_{k,m}$ aus Abbildung 5.2 ergibt sich

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= 2 \varepsilon_{xx}|^{k,m} \cdot \frac{u_{k,m+1} \Delta x_{m-1} + u_{k,m-1} \Delta x_m + u_{k,m} (\Delta x_{m-1} - \Delta x_m)}{\Delta x_{m-1} \Delta x_m (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m)} \\ \varepsilon_{yy} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= 2 \varepsilon_{yy}|^{k,m} \cdot \frac{u_{k+1,m} \Delta y_{k-1} + u_{k-1,m} \Delta y_k + u_{k,m} (\Delta y_{k-1} - \Delta y_k)}{\Delta y_{k-1} \Delta y_k (\Delta y_{k-1} + \Delta y_k)} \\ 2 \varepsilon_{xy} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} &= 2 \varepsilon_{xy}|^{k,m} \cdot \left(\frac{\Delta x_m \Delta y_{k-1} (u_{k+1,m} - u_{k,m} + u_{k,m-1} - u_{k+1,m-1})}{\Delta y_k \Delta x_{m-1} (\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} + \dots \right) \\ &\vdots \end{aligned} \quad (5.4)$$

wobei $\varepsilon|^{k,m}$ die Permittivität am Knotenpunkt (k,m) bezeichnet. Nach Verknüpfung aller

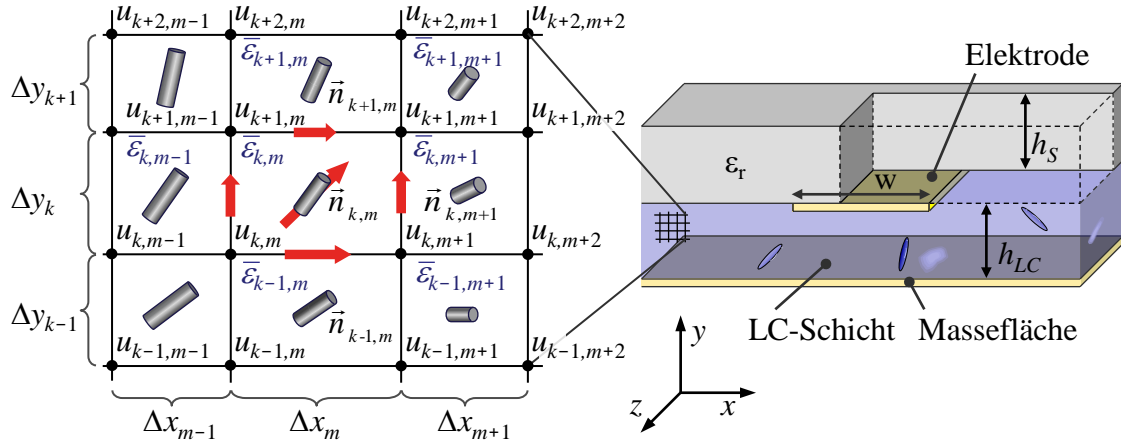


Abb. 5.2: Platzierung der LC-Direktoren und DC-Potentiale.

Knotenpotentiale mit ihren Nachbarn durch Substitution der Gleichungen (5.4) in Gleichung (5.3) entsteht ein System von N Gleichungen mit ebenso vielen Unbekannten gemäß

$$\mathbf{A} \cdot \vec{x} = \vec{b}. \quad (5.5)$$

Dabei entspricht N der Gesamtanzahl der unbekannten Potentialknoten sowie $n|^{k,m}$ und $n|^{k+1,m+1}$ den Nummern der Knoten k,m und $k+1,m+1$. Die dünn besetzte Matrix \mathbf{A} beinhaltet die Koeffizienten der zunächst unbekannten und in jedem Knotenpunkt involvierten Potentiale u nach Gleichung (5.3) mit

$$\begin{aligned}
 A_{n|k,m,n|k+1,m} &= \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta x_h (\Delta y_k - \Delta y_{k-1})}{\Delta x_m \Delta y_k \Delta y_{k-1} (\Delta x_m + \Delta x_{m-1})} + \frac{2 \varepsilon_{xx} + \Delta x_{m-1} \left(\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial y} \right)}{\Delta x_m (\Delta x_m + \Delta x_{m-1})} \\
 A_{n|k,m,n|k+1,m+1} &= \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta x_{m-1} \Delta y_{k-1}}{\Delta x_m \Delta y_k (\Delta x_m + \Delta x_{k-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \\
 &\vdots \\
 A_{n|k,m,n|k,m} &= A_{n|k,m,n|k-1,m} + A_{n|k,m,n|k+1,m+1} + \dots + \\
 &\quad + A_{n|k,m,n|k-1,m} + A_{n|k,m,n|k,m-1} + A_{n|k,m,n|k-1,m+1} .
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Die Permittivitäten sowie deren Ableitungen sind in den obigen Gleichungen noch analytisch und werden im Gegensatz zu der herkömmlichen Behandlung von inhomogenen Materialverteilungen nicht als zellweise konstant angenommen, sondern entsprechend der Frank-Oseen Theorie als kontinuierlich veränderliches Material betrachtet. Aus diesem Grund wird in der hier gewählten Modellierung der Permittivitätsverlauf von einer LC-Zelle zur nächsten mit einer linearen Funktion beschrieben. Die Permittivität $\varepsilon|^{k,m}$ am Ort des Potentialknotens $u_{k,m}$ berechnet sich deshalb aus den mittleren Permittivitäten ihrer vier Nachbarzellen zu

$$\varepsilon|^{k,m} = \frac{\varepsilon_{k,m} \Delta x_{m-1} \Delta y_{k-1} + \varepsilon_{k,m-1} \Delta x_m \Delta y_{k-1} + \varepsilon_{k-1,m-1} \Delta x_m \Delta y_k + \varepsilon_{k-1,m} \Delta x_{m-1} \Delta y_k}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1})(\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} . \tag{5.7}$$

Unter dieser Bedingung sind deren Ableitungen an der Stelle $u_{k,m}$ aus den vier umliegenden Zellen mit

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} &= 2 \frac{(\varepsilon_{xx,(k-1,m)} - \varepsilon_{xx,(k-1,m-1)}) \Delta y_k + (\varepsilon_{xx,(k,m)} - \varepsilon_{xx,(k,m-1)}) \Delta y_{k-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1})(\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \\
 &\vdots \\
 \frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial y} &= 2 \frac{(\varepsilon_{yy,(k,m-1)} - \varepsilon_{yy,(k-1,m-1)}) \Delta x_m + (\varepsilon_{yy,(k,m)} - \varepsilon_{yy,(k-1,m)}) \Delta y_{k-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1})(\Delta y_k + \Delta y_{k-1})}
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

gegeben, womit alle Koeffizienten von \mathbf{A} berechnet werden können (siehe Anhang).

Ist das Gleichungssystem mit der Matrix \mathbf{A} und dem Vektor \vec{b} , welcher mit den Randbedingungen verknüpft ist, aufgestellt, ergibt deren Lösung den Vektor \vec{x} . Er enthält die den Knotenpunkten zugehörigen Potentiale u . Ist deren Verteilung somit bekannt, wird das auf einen Direktor im Mittelpunkt der Zelle wirksame elektrische Feld durch Bildung von Differenzenquotienten und deren Mittelung erhalten (siehe Abbildung 5.2).

Ändert sich im Simulationsverlauf die Direktororientierung in den Zellen, führt dies zu einer Änderung der Einträge von \mathbf{A} und \vec{b} und folglich zu einer anderen Potentialverteilung. Der Zeitpunkt für deren Neuberechnung wird von der zu Beginn vorgegebenen Anzahl N_{FU} von Feldberechnungen bestimmt. Dazu wird die während der Simulation auftretende Fehlersumme des aktualisierten Gleichungssystems mit der jeweils noch gültigen Potentialverteilung in Bezug auf einen am Beginn jeder Simulation zu bestimmenden Referenzfehler F_{Ref} ausgewertet.

Da der stationäre Endzustand der Direktorverteilung zu Beginn der Simulation unbekannt ist, wird die Berechnung von F_{Ref} aus einer sinus- und cosinusförmige Auslenkung des gesamten LC-Volumens in x - und y -Richtung vorgenommen. Nach Aktualisierung der \mathbf{A} -Koeffizienten berechnet er sich aus dem Residuum der Potentialverteilung des Ausgangszustandes \vec{u}_{alt} und dem neuen Vektor \vec{b} .

$$F_{Ref} = \left| \mathbf{A}_{neu} \vec{u}_{alt} - \vec{b}_{neu} \right| \quad (5.9)$$

Dies erlaubt eine Abschätzung für die Zeitpunkte der Neuberechnung des elektrischen Feldes anhand ihrer zu Beginn vorgegebenen Anzahl unter der Annahme, dass der Endzustand der LC-Direktoren nahe ihrer Vollaussteuerung liegt. Hinsichtlich der angestrebten Untersuchung verschiedener Leitungsstrukturen für deren Eignung als steuerbare Mikrowellenkomponenten ist dies auch eine naheliegende Bedingung. Liegt der Endzustand darunter, erhöht sich die Häufigkeit der Feldberechnungen in etwa linear mit steigendem Wert ihrer vorgegebenen Anzahl N_{FU} .

Zur Überprüfung des Verfahrens können einige Fälle gewählt werden, für deren Lösung bereits explizite Formulierungen hergeleitet wurden.

Abbildung 5.3 zeigt die Direktorverteilung und den Verlauf der Äquipotentiallinien einer sogenannten Frederickzelle am Beispiel von K15. Die Vorzugsorientierung wurde ober- und unterseitig parallel zu diesen Ebenen gewählt mit einem 30° -Versatz senkrecht zur Bildebene. Diese horizontale Orientierung der Direktoren als feste Randbedingung wird bei der Fertigung von LC-Komponenten mittels eines Polyimidfilms auf den Substraten eingeprägt.

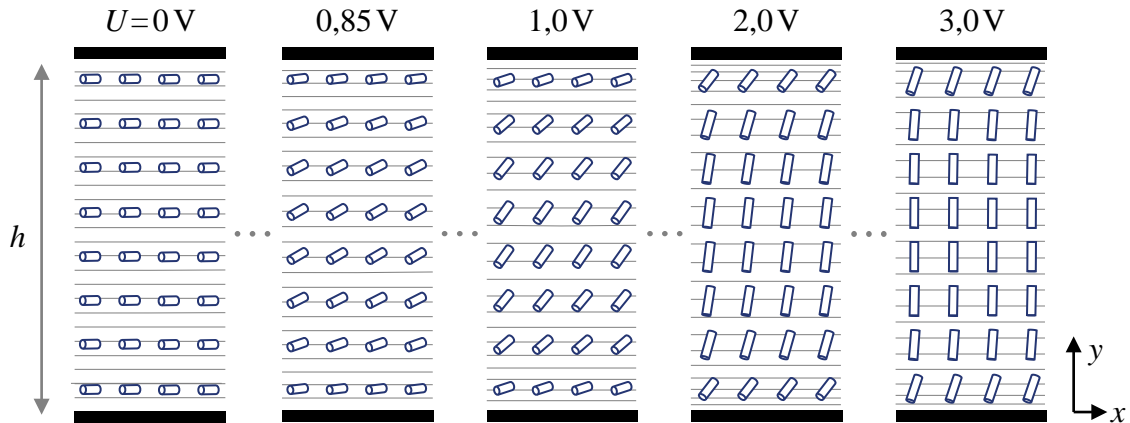


Abb. 5.3: Direktorverteilung der Frederickzelle bei unterschiedlichen Spannungen.

In Abhängigkeit des Abstandes zu den Polyimidfilmen orientieren sich die LC-Direktoren nach dem Anlegen einer entsprechend hohen Spannung im Wesentlichen parallel zum elektrischen Feld. Die sehr hohe Übereinstimmung der Simulation mit einem äquidistanten Gitter mit 100 Zellen in y -Richtung mit der exakten Formulierung von Heinz Deuling ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Diese häufig referenzierten Kurven zeigen den Verlauf des Direktorwinkels φ in Abhängigkeit von y innerhalb einer Frederickzelle für eine vorgegebene Spannungsdifferenz

U . Die Gleichungen zur Bestimmung des genauen Verlaufs von φ sind [Wel87] entnommen, deren Herleitung in [Deu72] nachvollzogen werden kann. Die Berechnung beruht zunächst auf der iterativen Bestimmung des Direktorwinkels φ_m in der Zellmitte (bei $y = h/2$) mit

$$\xi = \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\perp}}, \quad \kappa = \frac{K_{33} - K_{11}}{K_{11}}, \quad \eta = \sin^2(\varphi_m), \quad I_G = \arcsin\left(\frac{\sin(\varphi(y))}{\sin(\varphi_m)}\right),$$

sodass mit der materialspezifischen Schwellwertspannung U_{SW} nach Gleichung (2.18)

$$\frac{U}{U_{SW}} = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 + \xi \eta} \int_0^{\pi/2} \sqrt{\frac{1 + \kappa \eta \sin^2(\Psi)}{(1 + \xi \eta \sin^2(\Psi))(1 + \eta \sin^2(\Psi))}} d\Psi \quad (5.10)$$

erfüllt wird. Aus der Kenntnis von φ_m kann in gleicher Weise der Verlauf von $\varphi(y)$ durch dessen geeignete Wahl in der Integrationsgrenze I_G erhalten werden, wobei mit $\chi = \eta \sin^2(\Psi)$

$$\frac{2y}{h} \int_0^{\pi/2} \sqrt{\frac{(1 + \kappa \chi)(1 + \xi \chi)}{1 - \chi}} d\Psi = \int_0^{I_G} \sqrt{\frac{(1 + \kappa \chi)(1 + \xi \chi)}{1 - \chi}} d\Psi \quad (5.11)$$

gelten muss.

Im rechten Diagramm in Abbildung 5.4 ist das Konvergenzverhalten der Simulation für den Direktorwinkel in der Mitte der Zelle bei einer angelegten Gleichspannung von drei Volt dargestellt. Die Direktororientierung entspricht dabei der dazu äquivalenten rechten Darstellung aus Abbildung 5.3.

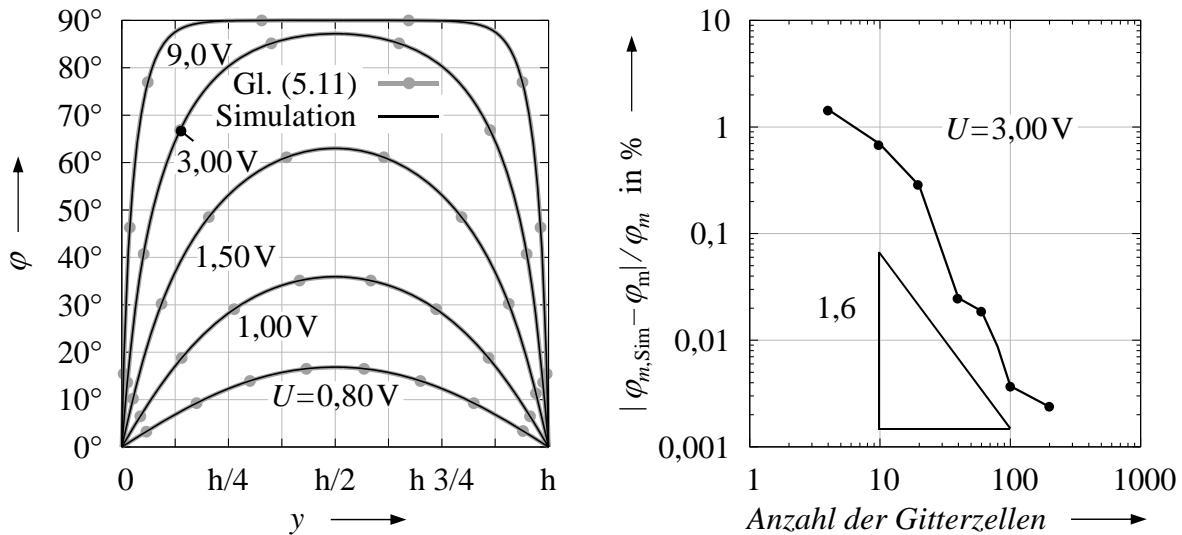


Abb. 5.4: Direktorverteilung der Frederickzelle bei unterschiedlichen Spannungen am Beispiel von K15. Das Diagramm auf der rechten Seite zeigt das Konvergenzverhalten der Simulation bei einer Spannungsdifferenz von 3 V.

Bereits mit vier Zellen in y -Richtung wird bei diesem Beispiel eine kleinere Abweichung als zwei Prozent für den quadratisch interpolierten Wert von $\varphi_{m,Sim}$ in der Zellmitte gegenüber

dem exakten Wert erreicht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Verlauf von $\varphi(y)$ mit einer quadratischen Näherungsfunktion sehr gut nachgebildet wird.

Die Genauigkeit der Simulation ist neben der Direktordeformation auch von der Modellierung für die Feld- und Materialverteilung sowie den dynamischen Schrittweiten der Direktorwinkel abhängig. Für dieses Beispiel nähert sich mit zunehmender Anzahl verwendeter Gitterzellen die Auslenkung des mittigen Direktors mit einer Konvergenzordnung von 1,6 dem genauen Wert an. Bei Verwendung des Flüssigkristalls als steuerbares Dielektrikum in einem Wellenleiter führt eine Änderung der Direktororientierung zu einer anderen effektiven Permittivität und Wellenlänge. Darüber hinaus verändern sich die Leitungs- und Wellenimpedanz sowie die Dämpfungskonstante des Leiters. Da diese Eigenschaften von der frequenzabhängigen Verteilung des HF-Feldes abhängen, wird im nächsten Schritt die Gestalt der ausbreitungsfähigen Wellentypen durch die Lösung der Maxwellgleichungen bestimmt. Ist deren Feldverteilung und die zugehörige komplexe Ausbreitungskonstante bekannt, werden die Leitungs- und Wellenimpedanzen der Leitung explizit berechnet.

5.1.3 Berechnung der Leitungsmoden

Ausgangspunkt sind die Maxwellgleichungen im Frequenzbereich deren Diskretisierung auf einem zweidimensionalen Yee-Gitter erfolgt. Hierzu werden die mit finiten Differenzen diskre-

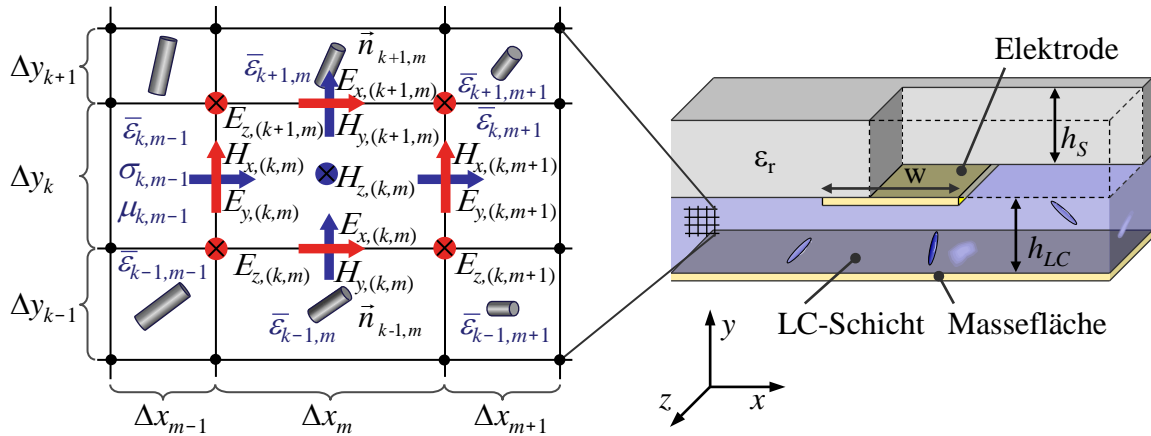


Abb. 5.5: Darstellung des zweidimensionalen Yee-Gitters in kartesischen Koordinaten.

tisierten Gleichungen

$$\begin{pmatrix} \gamma E_{y,(k,m)} + (E_{z,(k+1,m)} - E_{z,(k,m)})/\Delta y_k \\ -\gamma E_{x,(k,m)} - (E_{z,(k,m+1)} - E_{z,(k,m)})/\Delta x_m \\ (E_{y,(k,m+1)} - E_{y,(k,m)})/\Delta x_m - (E_{x,(k+1,m)} - E_{x,(k,m)})/\Delta y_k \end{pmatrix} = -i \omega \mu \begin{pmatrix} H_{x,(k,m)} \\ H_{y,(k,m)} \\ H_{z,(k,m)} \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

und

$$\begin{pmatrix} \gamma H_{y,(k,m)} + (H_{z,(k+1,m)} - H_{z,(k,m)})/\Delta y_k \\ -\gamma H_{x,(k,m)} - (H_{z,(k,m+1)} - H_{z,(k,m)})/\Delta x_m \\ (H_{y,(k,m+1)} - H_{y,(k,m)})/\Delta x_m - (H_{x,(k+1,m)} - H_{x,(k,m)})/\Delta y_k \end{pmatrix} = (\sigma + i \omega \bar{\epsilon}) \begin{pmatrix} E_{x,(k,m)} \\ E_{y,(k,m)} \\ E_{z,(k,m)} \end{pmatrix}$$

für alle auf dem Gitter vorhandenen Feldkomponenten aufgestellt. Die Materialeigenschaften ε , σ und μ werden dabei aus den Werten der angrenzenden Zellen gemittelt, an denen die jeweiligen Feldkomponenten platziert sind.

Für die Berechnung der Eigenwellen wird wie bei der Direktordynamik zwischen zwei Fällen unterschieden. Zum einen der allgemeine Fall des in alle drei Raumrichtungen willkürlich orientierten Direktors mit einem voll besetzten Permittivitätstensor $\bar{\varepsilon}$ und zum anderen in den ebenfalls häufig untersuchten „*In Plane Switch*“, bei dem alle Direktoren ausschließlich innerhalb der Querschnittsebene des Leiters orientiert sind ($\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0$).

Bei der letztgenannten Variante ergeben sich nach dem Ersetzen der Longitudinalkomponenten durch die Transversalanteile mit den Materialgleichungen und der Implementierung der Randbedingungen zwei durch ihre Koeffizienten verkoppelte Gleichungssysteme

$$H_{x,(k,m)} \cdot (A_{x0} - \gamma^2) + H_{x,(k,m-1)} \cdot A_{x1} + \dots + H_{y,(k,m)} \cdot A_{x17} = 0 \quad (5.13)$$

$$H_{y,(k,m)} \cdot (A_{y0} - \gamma^2) + H_{y,(k,m-1)} \cdot A_{y1} + \dots + H_{x,(k,m)} \cdot A_{y17} = 0 \quad (5.14)$$

mit den zwei magnetischen Transversalkomponenten H_x und H_y . Diese Gleichungen werden nach ihrer Zusammenfassung in ein divergenzfreies Eigenwertproblem mit 16 Nebendiagonalen überführt und mit Standardbibliotheken gelöst.

Für den Fall einer beliebigen LC-Orientierung in alle drei Raumrichtungen wird eine Beschreibung mit allen vier transversalen Feldkomponenten benötigt. In der divergenzfreien Formulierung führt dies zu einem verallgemeinerten quadratischen Eigenwertproblem der Form $(\gamma^2 \mathbf{A} + \gamma \mathbf{B} + \mathbf{C}) \cdot \vec{x} = \vec{0}$. Im Gegensatz dazu werden bei der hier gewählten Umsetzung beide Longitudinalkomponenten ohne die Materialgleichungen direkt aus den obigen Gleichungen substituiert. Aus den Gleichungen (5.12) entsteht daraus mit der Einheitsmatrix \mathbf{I} ein einfaches Eigenwertproblem $(\gamma \mathbf{I} - \mathbf{A}) \cdot \vec{x} = \vec{0}$.

Nachfolgend werden die hier entwickelten Methoden angewandt, um häufig verwendete Leitungsstrukturen im Mikrowellenbereich hinsichtlich ihrer Eignung als LC-basierte Phasenschieber zu bewerten. Eine Auswahl häufig verwendeter HF-Leitungstopologien sowie eine Zusammenfassung ihrer wesentlichen Kenngrößen und deren Berechnung ist u. a. in [Zin90] zu finden. Daher wird der Schwerpunkt bei den folgenden Untersuchungen auf die Eigenschaften gelegt, welche durch die Verwendung dieser Topologien als LC-Phasenschieber hinzukommen. Insbesondere werden die erreichbare elektrische Performanz, die Steuerbarkeit und das Schaltverhalten untersucht. Technisch interessant ist hierbei GT3, die erste frei erhältliche LC-Mischung mit für den Mikrowellenbereich optimierten Materialeigenschaften und TUD-566, ein auf besonders niedrige Verluste optimierter Flüssigkristall.

Zusätzlich wird am Beispiel von K15 die Dynamik der LC-Gebiete für verschieden eingeprägte LC-Vororientierungen hinsichtlich ihrer topologiebedingten Effekte, wie der Bildung von Domänen und der Entstehung von Defektlinien diskutiert. Die letztgenannten Untersuchungen werden am Beispiel der invertierten Mikrostreifenleitung besonders ausführlich dargestellt, da diese Topologie aufgrund ihrer nachfolgend beschriebenen Eigenschaften für die Umsetzung planarer flüssigkristallbasierter Wellenleiter sehr geeignet ist und am häufigsten verwendet wird (u. a. in [Wei02b, Mar03, Uts04, Mor05, Bul10]). Die für diesen Typ diskutierten Verläufe

Tabelle 5.1: *Materialeigenschaften von K15, GT3 und TUD-566.*

	bei $f = 20$ GHz				bei $f = 1$ kHz		in pN			in Pa s
LC	$\varepsilon_{r,\perp}$	$\tan(\delta_{\perp})$	$\varepsilon_{r,\parallel}$	$\tan(\delta_{\parallel})$	$\varepsilon_{r,\perp}$	$\varepsilon_{r,\parallel}$	K_{11}	K_{22}	K_{33}	γ_{Rot}
K15	2,65	0,025	2,95	0,01	6,3	20,7	7,0	4,2	13,5	0,126
GT3	2,5	0,0143	3,2	0,0038	3,5	8,1	24	14	34,5	0,746
TUD-566	2,45	0,0067	3,29	0,0025	2,7	3,7	13	8,0	48,0	2,10

des Direktorfeldes über der Zeit sowie die Effekte während eines Steuervorgangs können grundsätzlich auf andere Leitungstopologien übertragen werden. Im Detail sind sie jedoch neben der genauen Geometrie des Leiters von weiteren Faktoren wie dem verwendeten Flüssigkristall, der Vororientierung und der Höhe der Steuerspannung abhängig. Die den Betrachtungen zugrunde liegenden Materialdaten der drei LCs sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.2 Invertierte Mikrostreifenleitung: Steuerverhalten, Performanz und Frequenzabhängigkeit

Ein zur Realisierung steuerbarer Verzögerungsleitungen häufig verwendeter Wellenleiter ist die invertierte Mikrostreifenleitung, wie sie in Abbildung 5.5 und 5.6 dargestellt ist. Der Flüssigkristall befindet sich zwischen zwei Substraten, welche die elektrische Massefläche und die ihr gegenüberliegende Signalleitung tragen. Dazwischen befindet sich eine LC-Schicht, deren Dicke z. B. durch Abstandshalter eingestellt werden kann.

Bei planaren Strukturen sind grundsätzlich zwei unterschiedliche Vororientierungen möglich. Zum einen die Einprägung der Vorzugsrichtung innerhalb der Querschnittsebene, wie es in Abbildung 5.6 dargestellt ist und zum anderen entlang der Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle (Abbildung 5.11). Beide führen zu unterschiedlichem Steuer-, Performanz- und Schaltzeitverhalten, weshalb sie im Folgenden getrennt betrachtet werden.

Die nachfolgend gezeigten Untersuchungsergebnisse beziehen sich dabei auf eine IMSL mit einer Schichtdicke des Flüssigkristalls (K15) von $100\text{ }\mu\text{m}$. Die Breite des mit einer Dicke von $5\text{ }\mu\text{m}$ in das LC-Gebiet hineinragenden Streifenleiters wurde zu $200\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Das Trägersubstrat der Streifenleitung ist isotrop mit $\varepsilon_r = 4$.

5.2.1 Steuerverhalten

Bei der Orientierung innerhalb der Querschnittsfläche befinden sich bereits im Ausgangszustand vor dem Anlegen einer Steuerspannung Teile des elektrischen HF-Feldes in Richtung der langen Achse des Flüssigkristalls. Daher ist die maximale Steuerbarkeit von vornherein entsprechend geringer. Wird die Vorzugsrichtung in der Querschnittsebene durch einen Poly-

imidfilm ohne Vorwinkel eingeprägt (gemäß der Darstellung aus Abbildung 5.6a), so bleiben die Materialparameter der Struktur auch über den gesamten Steuer- und Relaxationsverlauf symmetrisch. Dies führt zur Ausprägung von drei durch Disklinationskurven voneinander getrennte Domänen (Abb. 5.6b), was zu einem Einfluss auf Steuervorgänge in Richtung des Ausgangszustandes führt.

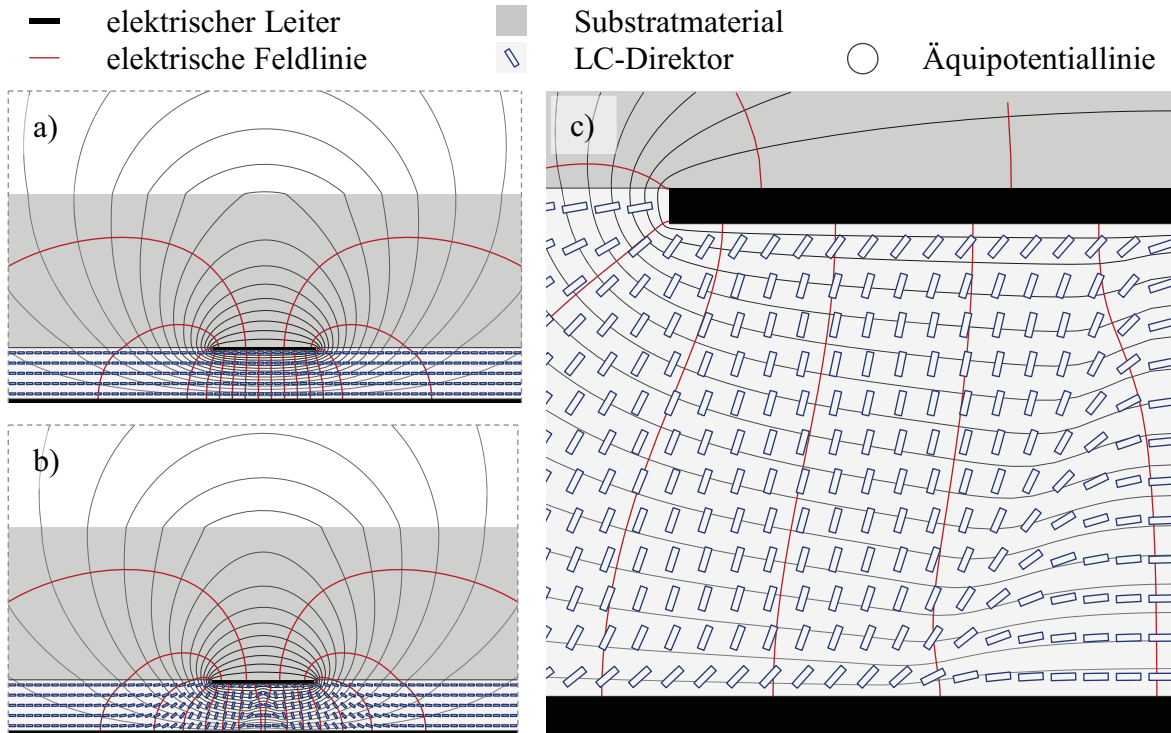


Abb. 5.6: Querschnitt einer mit K15 gefüllten invertierten Mikrostreifenleitung nach dem Anlegen einer Steuerspannung von 4 V an die Signalelektrode (b). Rechts (c) ist ein vergrößerter Ausschnitt aus (b) dargestellt. Im Ausgangszustand (a) sind alle LC-Direktoren parallel zu einem Polyimid-Film orientiert, der eine tangentielle Ausrichtung an den horizontalen Randschichten erzwingt.

Das Simulationsgebiet wurde an den Seiten und nach oben mit offenen Rändern abgeschlossen, nach unten wird es durch eine Massefläche begrenzt. Die der Simulation zugrunde liegende Diskretisierung wurde mit nichtäquidistanten 200×200 Gitterpunkten durchgeführt.

Wird, wie im Displaybereich üblich, ein Polyimidfilm verwendet bei welchem die LC-Direktoren bereits von vornherein eine Auslenkung besitzen (vgl. Abbildung 5.7, Pretilt: 5°), entfällt die Symmetrie des Leiterquerschnitts und die Defektlinien verschieben sich aus der Mitte der Leitung in Richtung der Leiterkante. Die 'Trennschärfe' zwischen den Domänen hängt von der Höhe der verwendeten Spannung ab. Wird sie entsprechend groß gewählt (im unteren Beispiel aus Abbildung 5.7 zu 6 V), verringert sich der Abstand beider Gebiete. Dies führt zu einer Speicherung von vergleichsweise hohen elastischen Energien in Nähe der Disklinationskurven, sodass es für den Flüssigkristall energetisch günstiger sein kann, in die dritte Dimension auszuweichen. Auf diese Weise kann trotz eines Anfangszustandes in rein lateraler Richtung

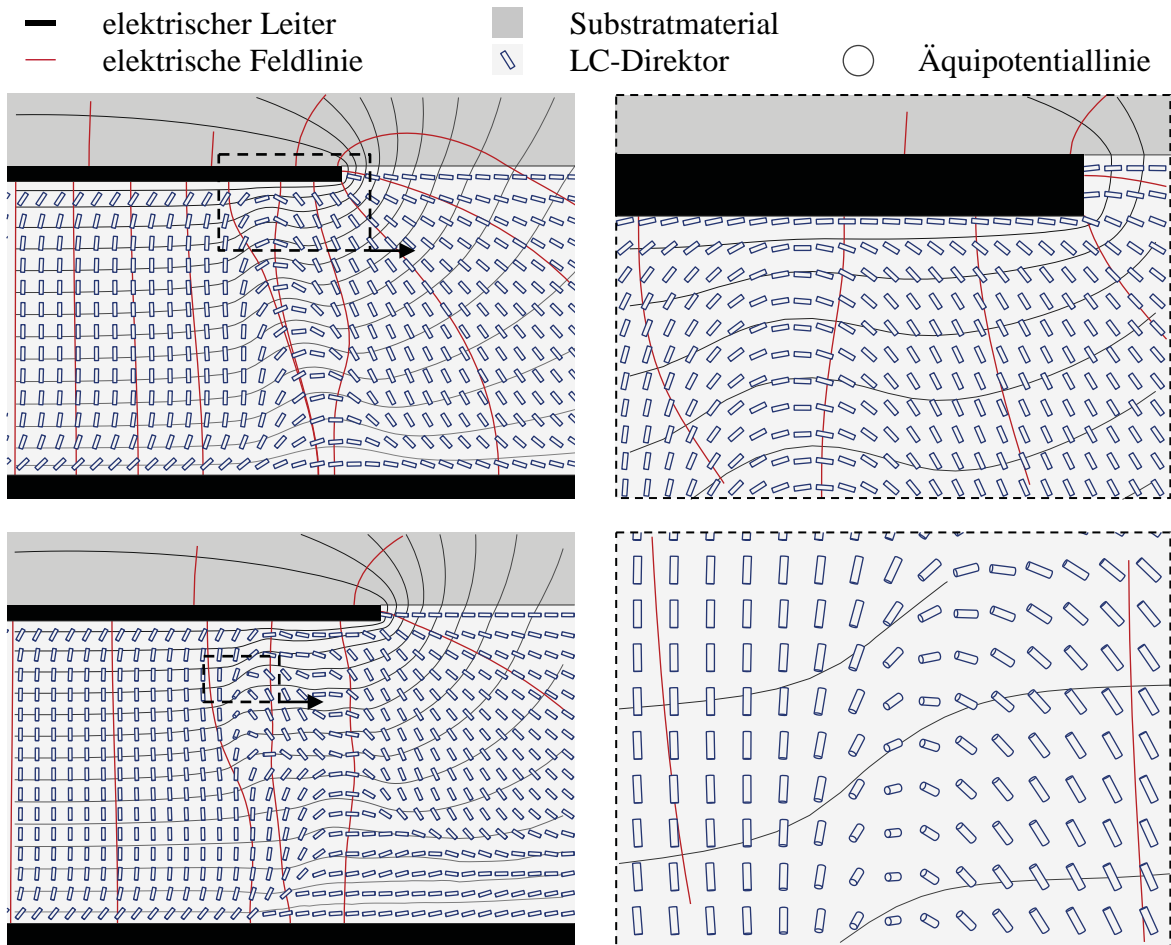


Abb. 5.7: Direktororientierung von K15 im Querschnitt der invertierten Streifenleitung mit einem 5° -Pretilt des Polyimidfils nach Anlegen einer Steuerspannung von 4 (oben) und 6 V (unten). Rechts ist jeweils ein vergrößerter Ausschnitt der linken Darstellung gezeigt.

des Leitungsquerschnittes von einer ursprünglich rein uniaxialen Struktur ausgehend, ein biaxiales Problem entstehen. Ein Umstand, der unter anderem auch in [Rei02] beschrieben wird.

Numerisch lassen sich diese Effekte mit der hier vorgestellten Methode schwer erfassen, da die Richtung dieses 'Ausbruchs' (ohne Vorgabe einer leichten Auslenkung in Transversalrichtung) von Rundungsfehlern, d. h. numerischem Rauschen abhängt. Strukturen mit mehreren Defektlinien dieser Art können somit zufällig gleich- oder gegengerichtet sein, was zu unterschiedlichen Gleichgewichtszuständen führen kann. Dieses Problem kann auch mit zunehmender Verfeinerung des Gitters und kleineren Zeitschritten nicht behoben werden. Für die hier und nachfolgend betrachteten Strukturen von häufig verwendeten Mikrowellenleitern ergibt sich daraus jedoch keine signifikante Einschränkung, weil das Volumen der Direktoren im Vergleich zu ihrem Hauptanwendungsfeld im Bereich optischer Zellen und Modulatoren verhältnismäßig groß ist. Daher sind die Abstände derartiger Störungen so weit entfernt, dass sich die Bereiche hoher Verformung über ihre darin gespeicherten elastischen Energien

gegenseitig nicht signifikant beeinflussen können.

Auffällig ist, dass der Verlauf der Feldlinien bei K15 sehr stark von der LC-Orientierung abhängt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Materialanisotropie und -permittivität bei niedrigen Frequenzen sehr hohe Werte besitzt. Bei mikrowellenoptimierten Mischungen wie TUD-566 liegt die Anisotropie und Polarisierung gemäß Tabelle 5.1 deutlich unter diesen Werten, wodurch die Feldlinien des Steuerfeldes wesentlich homogener verlaufen.

Abbildung 5.8 zeigt den Verlauf der Änderung der effektiven Permittivität eines mit K15 befüllten Wellenleiters mit lateraler Vorzugsorientierung und unterschiedlichen Steuerspannungen. Bei der maximal erreichbaren Steuerbarkeit von $\tau_\varphi = 1$ würden sich alle Direktoren parallel zum HF-Feld befinden, bei $\tau_\varphi = 0$ stünden sie senkrecht dazu. Beide Werte können nicht erreicht werden, da aufgrund der lateralen Orientierung bereits im Grundzustand Teile der langen LC-Achse vom HF-Feld durchdrungen werden. Außerdem stehen die Direktoren auch bei unendlich hoher Spannung am Signalleiter zwar parallel zum Steuer-, aber nicht zum HF-Feld. Dies ist im Wesentlichen auf die großen Unterschiede der Permittivität bei niedrigen (DC) und hohen (HF) Frequenzen zurückzuführen.

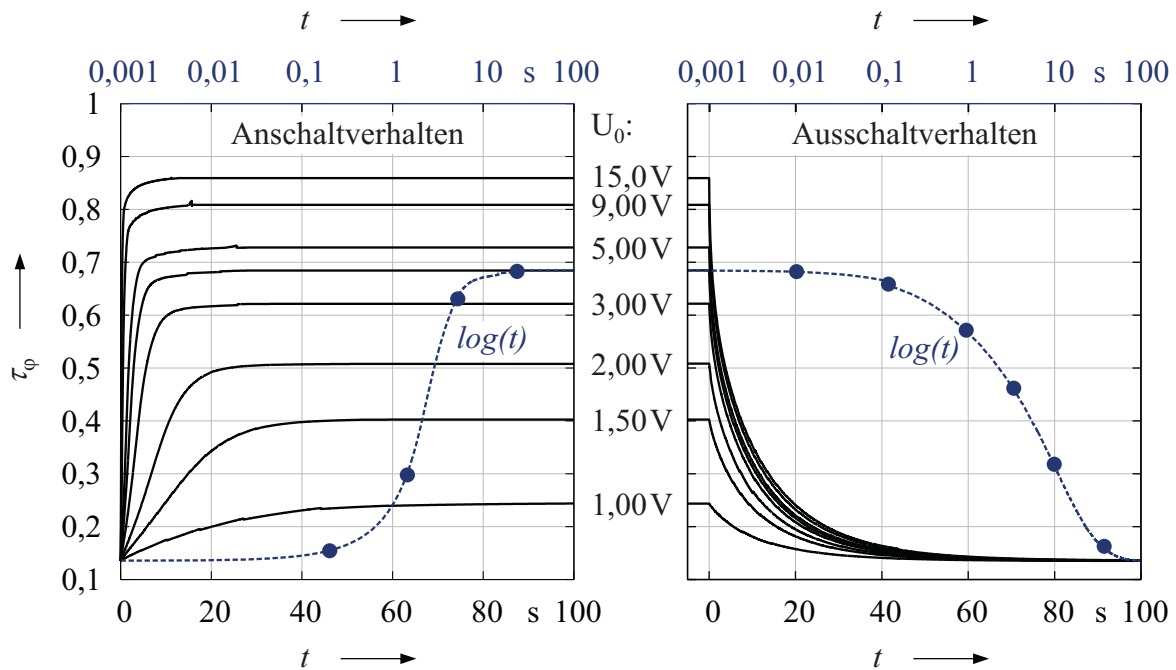


Abb. 5.8: Normierte Änderung der effektiven Steuerbarkeit in Abhängigkeit der Zeit. Die Steuerspannungen betragen: 1 V, 1,5 V, 2 V, 3 V, 4 V, 5 V, 9 V und 15 V. Die Höhe der LC-Lage beträgt 100 μm , die Breite des Streifenleiters 200 μm mit einer Dicke von 5 μm . Der 4 V-Schaltverlauf ist zusätzlich logarithmisch skaliert.

Die gestrichelte Linie stellt jeweils den Steuerverlauf des An- und Ausschaltens bei einer verwendeten Spannung von 4 V dar. Zur besseren Unterscheidung der durch die Punkte getrennten, einzelnen Schaltphasen (siehe Abb. 5.9 und 5.10) ist sie logarithmisch dargestellt.

Ausgehend von einer Orientierung gemäß der linken oberen Darstellung aus Abb. 5.6 orientieren sich die LC-Direktoren nach dem Anlegen einer Steuerspannung zunächst unterhalb der Leiterkanten. Dies ist zum einen auf die hohe Feldstärke nahe der Feldsingularität an der Leiterecke zurückzuführen. Zum anderen darauf, dass das elektrische Feld bereits mit einem Winkel von etwa 45° zum Direktor steht und somit das wirksamste Drehmoment erzeugen kann.

Diese Bereiche „ziehen“ zunächst über die elastischen Kräfte die umgebenen Direktoren mit, bis ihr Winkel zum elektrischen Feld einen Wert erreicht, ab dem die elektrischen Drehmomente zunehmend dominieren (t_1 in Abb. 5.9). Auf diese Weise vergrößert sich das Gebiet mit ausgelenkten LC-Direktoren bis in die Nähe der Mitte der Streifenleitung, wo es auf das Gebiet entgegengesetzter Orientierung trifft (t_2 in Abb. 5.9).

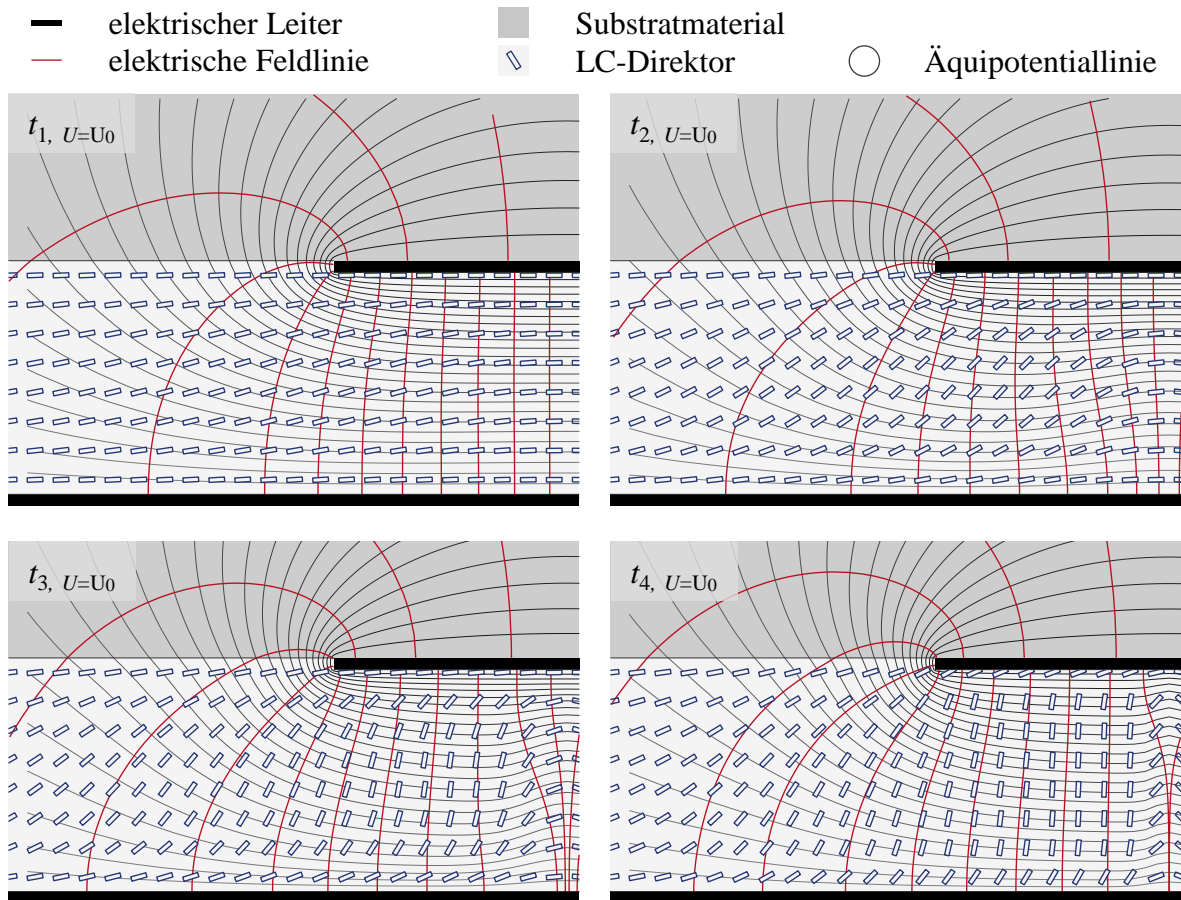


Abb. 5.9: Vier Momentaufnahmen der Direktororientierung zu den Zeitpunkten $t_{1...4}$ nach dem Anlegen einer Spannung von $U_0 = 4\text{ V}$ an den Streifenleiter.

An dieser Stelle bildet sich eine (in Abhängigkeit der angelegten Spannung) mehr oder weniger scharfe Störungs- oder Disklinationslinie zwischen beiden Domänen. Sie weitet sich nach unten auf (vgl. Abb. 5.6 unten links mit deutlicherem Aufspreizen) und ruft eine der klassischen Störungen, die sogenannte hyperbolischen Disklination, hervor.

Die bereits ausgelenkten Bereiche werden gleichzeitig weiter parallel zum elektrischen Feld

getrieben, bis dieser Vorgang aufgrund des kleiner werdenden Winkels mit dem E-Feld und der größer werdenden „Bend“-Deformation wieder verlangsamt wird. Der Verlauf der effektiven Permittivität über der Zeit geht ab diesem Zeitpunkt in die Sättigung (t_3 in Abb. 5.9).

Befinden sich die elastischen und elektrischen Drehmomente letztendlich im Gleichgewicht, sind die Direktoren in einem ausbalancierten, statischen Zustand. Bei der Simulation können aufgrund der zeitlichen Diskretisierung nach größer werdenden Schrittweiten Zitterbewegungen der Direktoren auftreten. Das Abbruchkriterium ist erreicht, wenn die Änderung der freien Energie einen vom zeitlichen Verlauf abhängigen Wert unterschreitet. Wird die Steuerspannung nach dem Erreichen des Gleichgewichtszustands wieder ausgeschaltet, führen die elastischen Kräfte den Flüssigkristall wieder in seine ursprüngliche Orientierung zurück. Dies erfolgt ohne das elektrische Feld vergleichsweise homogen, wie in Abbildung 5.10 zu sehen ist.

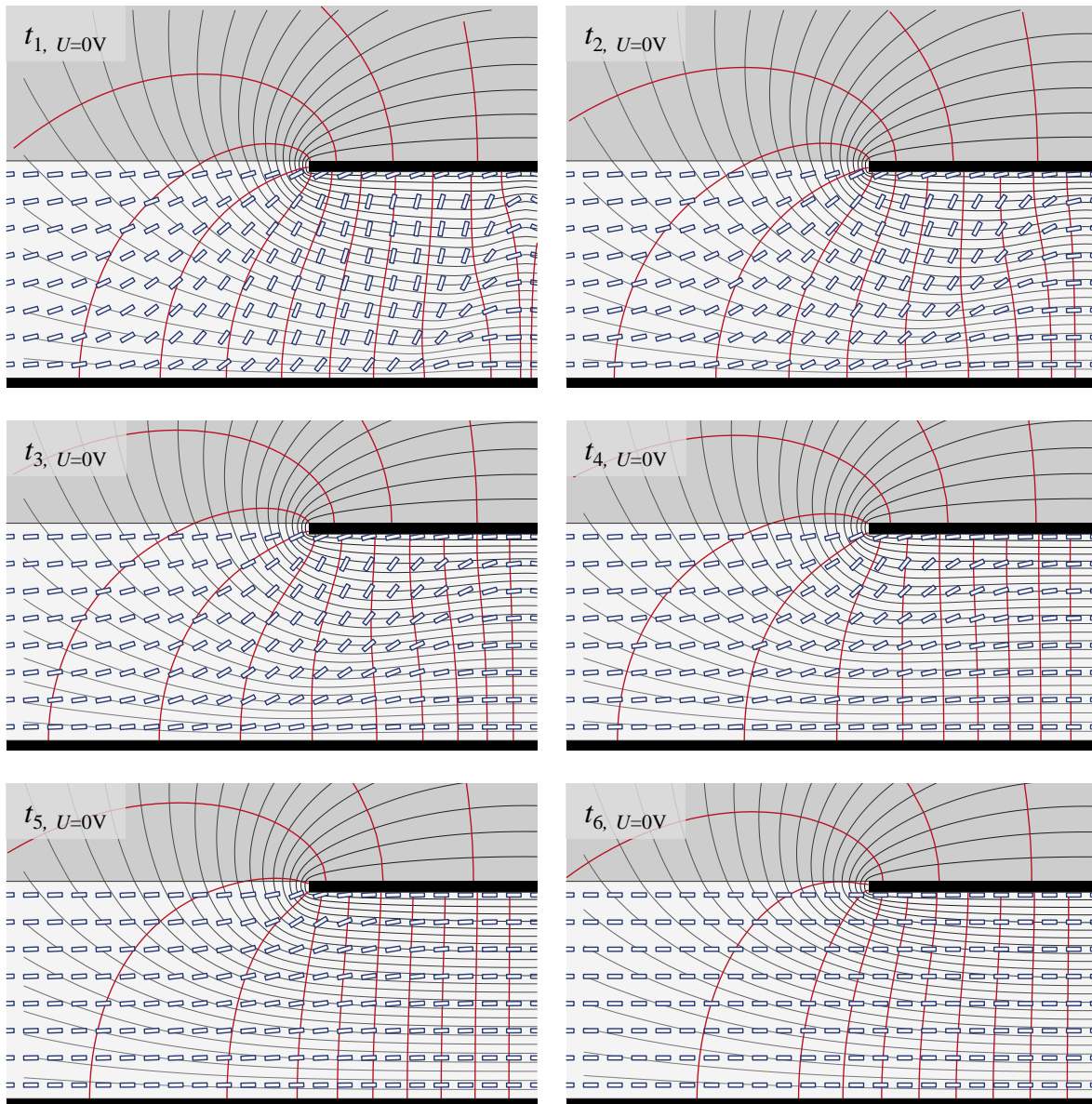


Abb. 5.10: Relaxationsverlauf der LC-Direktoren.

Ausgehend vom Direktorfeld der Momentaufnahme t_4 in Abbildung 5.9, beginnen die LC-Direktoren sich zunächst vergleichsweise schnell zurückzudrehen. Die Rückstellkraft und damit der zeitliche Verlauf verlangsamen sich stetig mit der Abnahme der elastischen Deformationen im LC-Volumen, bis der Ausgangszustand wieder nahezu erreicht wird.

Eine andere mögliche Konfiguration ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Die Direktoren sind zunächst in Ausbreitungsrichtung des elektromagnetischen Feldes orientiert. Im Grundzustand ist daher für das Steuerfeld ausschließlich und für das HF-Feld im Wesentlichen die kurze Achse des Flüssigkristalls wirksam.¹ Die Steuerbarkeit wird dadurch erhöht.

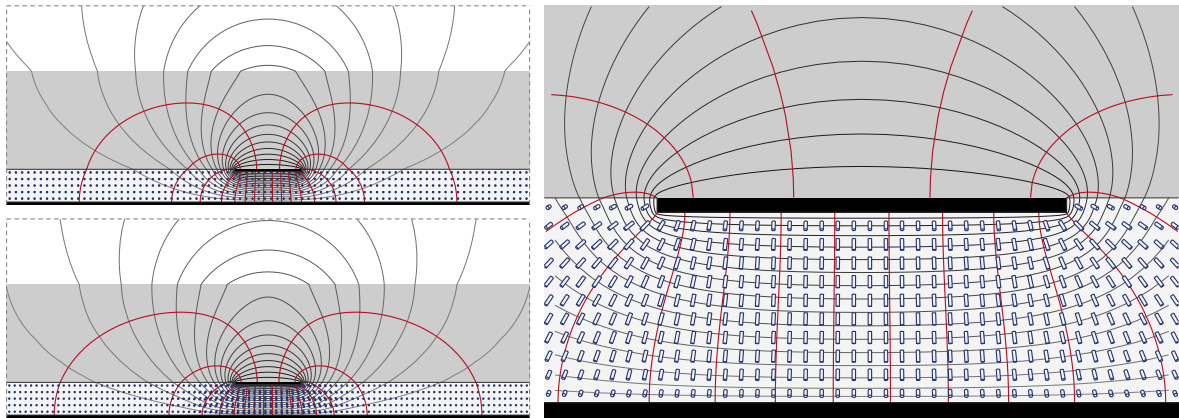


Abb. 5.11: *Direktorverteilung einer in z -Richtung vororientierten IMSL nach dem Anlegen einer Steuerspannung.*

Werden sicher reproduzierbare Steuervorgänge verschiedener Komponenten derselben Ausführung benötigt, ist bei dieser Konfiguration allerdings ein Pretilt des Polyimidfils notwendig. Andernfalls ist die Richtung der Aussteuerung willkürlich, wodurch die Bildung von Domänen entgegengesetzter LC-Orientierung begünstigt wird. Bei Verwendung eines Pretilts hingegen wird für diese Struktur eine sehr gleichmäßige Aussteuerung über den gesamten Steuerverlauf erreicht (Abbildung 5.11). Ein Vergleich der Steuerverläufe gemäß Abbildung 5.12 der IMSL mit einer LC-Vororientierung in x - und z -Richtung zeigt eine Erhöhung der Steuerbarkeit bei der z -Vororientierung, da in diesem Fall keine Anteile der langen dielektrischen LC-Achsen bereits im Grundzustand wirksam sind. Andererseits kommt es zu einem langsameren Sättigungsprozess beim Einschaltvorgang, der durch den höheren Anteil der „*Twist*“-Deformation verursacht wird, da der Wert der elastischen Konstante dieses Typs deutlich kleiner ist als die der „*Bend*“- oder „*Splay*“-Verzerrungen. Die durch Ausgleichsvorgänge innerhalb des Flüssigkristalls verursachte Aussteuerung von LC-Gebieten, die weiter vom Leiter entfernt sind, ist daher entsprechend langsamer.

Der Verlauf der Ausschaltzeit hingegen verändert sich nur unwesentlich, wenn der zeitliche Verlauf auf den jeweiligen Ausgangszustand bezogen wird. Das ist darin begründet, dass

¹Die z -Anteile des elektrischen Feldes sind sehr klein und von der Materialpaarung, der Frequenz und der Leitfähigkeit der Metallisierungen abhängig.

am Ende des Rückstellvorgangs für beide Arten der Vororientierung im Wesentlichen nur noch durch „Bend“- und „Splay“-Deformationen verursachte Ausgleichsvorgänge stattfinden. Allerdings ist der Abfall zu Beginn des Ausschaltvorgangs aufgrund des hohen Anteils elastischer Energien in der Mitte des Leiters bei der „In Plane Switch“-IMSL etwas steiler.

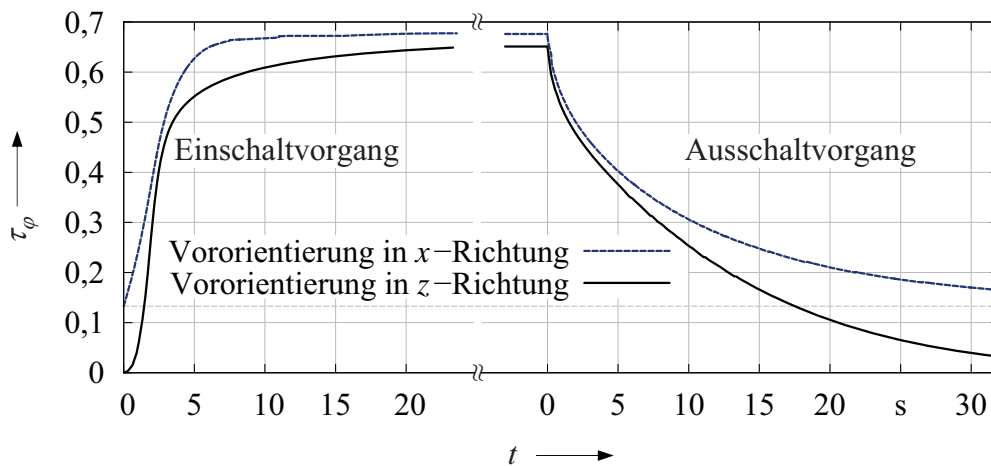


Abb. 5.12: Vergleich des Ein- und Ausschaltvorgangs bei unterschiedlichen Vororientierungen des Flüssigkristalls.

Verdeutlicht wird dies in Abbildung 5.13 und 5.14, in denen die gespeicherte elastische Energiedichte nach dem Anlegen einer Steuerspannung von 4 V für beide Arten der Vororientierung dargestellt ist.

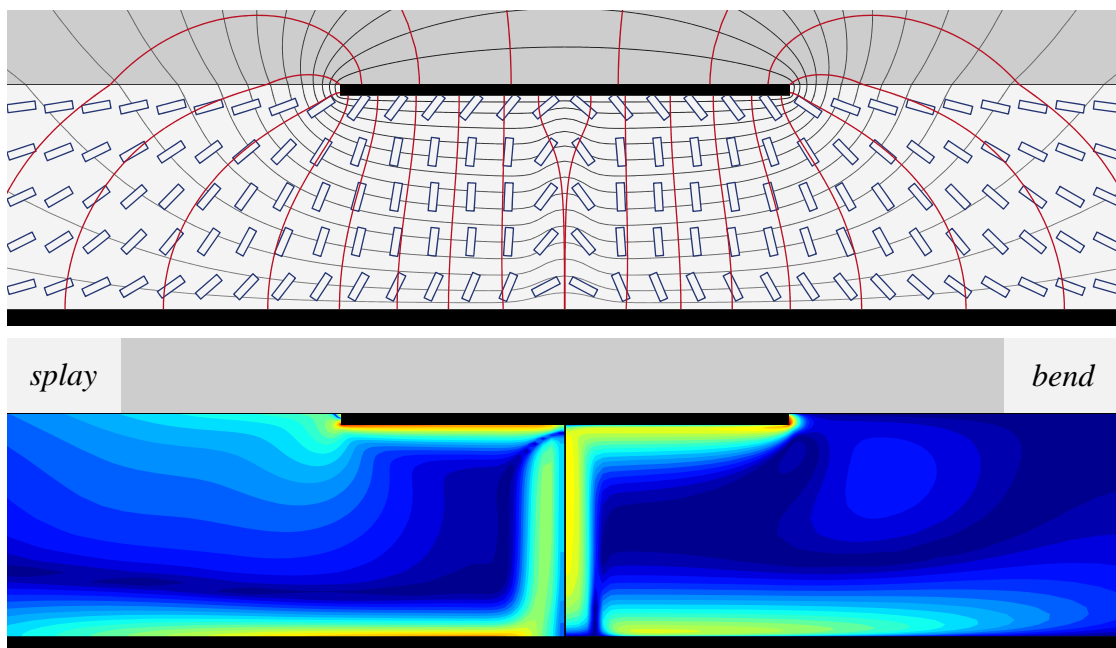


Abb. 5.13: Elastische Energiedichten einer „In Plane Switch“-IMSL nach dem Anlegen einer Steuerspannung von 4 V.

Gegenüber der „*In Plane*“-Steuerung kommt bei einer Vororientierung in z -Richtung ein „*Twist*“-Beitrag hinzu, der in Abbildung 5.14 zu sehen ist.

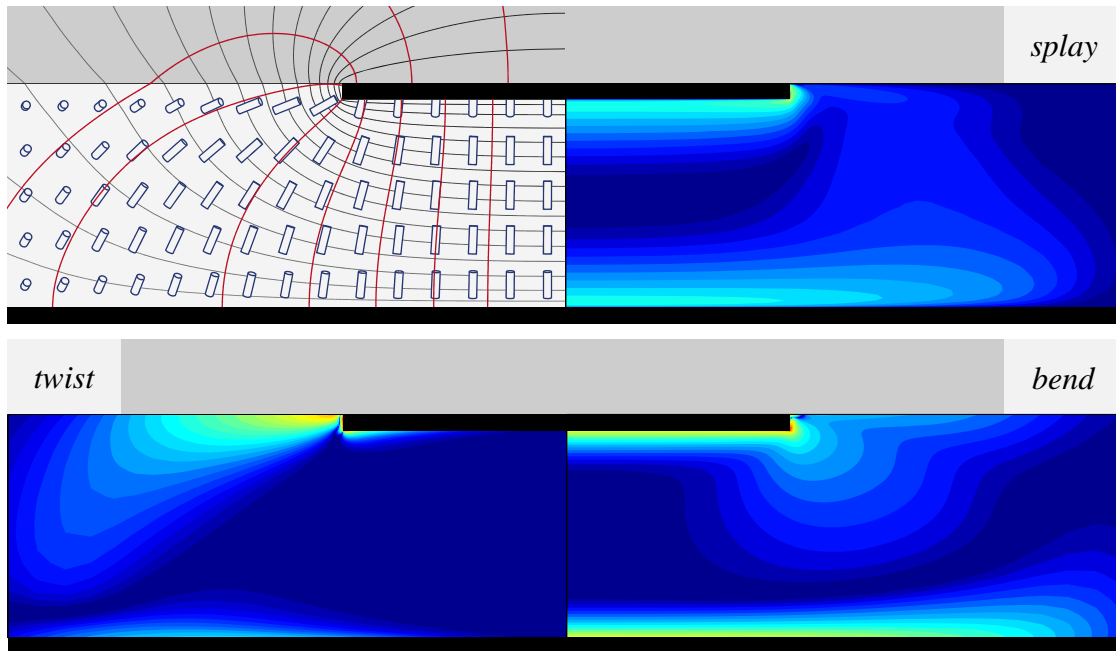


Abb. 5.14: Elastische Energiedichten bei einer Vororientierung in z -Richtung.

Bezogen sich die bisherigen Betrachtungen auf eine mit K15 gefüllte IMSL, können die Betrachtungen auf GT3 und TUD-566 übertragen werden indem, bezogen auf die Schwellwertspannung, gleiche Spannungsverhältnisse verwendet werden. Entsprechend ihrer materialbedingten Eigenschaften unterscheidet sich die Form ihrer Ausschaltverläufe nur unwesentlich. Die Zeit ist jedoch stark von der Viskosität und der elastischen Konstanten K_{11} bei niedrigen Frequenzen abhängig. Sie muss anhand der im zweiten Kapitel ermittelten Beziehung (2.30) skaliert werden.

Die Einschaltzeit wird neben der Viskosität von $\Delta\epsilon$ und den elastischen Konstanten bestimmt. Sind diese wie bei TUD-566 sehr unterschiedlich, können sich die zeitlichen Verläufe zwischen den Vororientierungen stärker unterscheiden.

Da der Einschaltvorgang durch „*Overshooting*“, einem kurzzeitigen Anlegen einer höheren Spannung „beliebig“ beschleunigt werden kann, ist hinsichtlich der Schaltdynamik die Ausschaltzeit das wesentliche Merkmal für LC-basierte Mikrowellenphasenschieber.

Um einen Vergleich der Simulation mit Messergebnissen anzustellen, wurde eine mit K15 befüllte Mikrostreifenleitung vereinfachten Aufbaus gefertigt und gemessen. Als Polyimidfilm wurde Nylon 6 verwendet. Die Abstandshalter wurden mit Glaskugeln verwirklicht. Die Ausschaltzeit der gemessenen Phase dieser Struktur beträgt 9 Sekunden. Eine Vergleichssimulation zeigt mit $T_{10}^{90} = 9,8$ Sekunden eine gute Übereinstimmung mit diesem Wert.

In Abbildung 5.16 ist neben der Vergleichssimulation obiger Mikrostreifenleitung (K15b) der

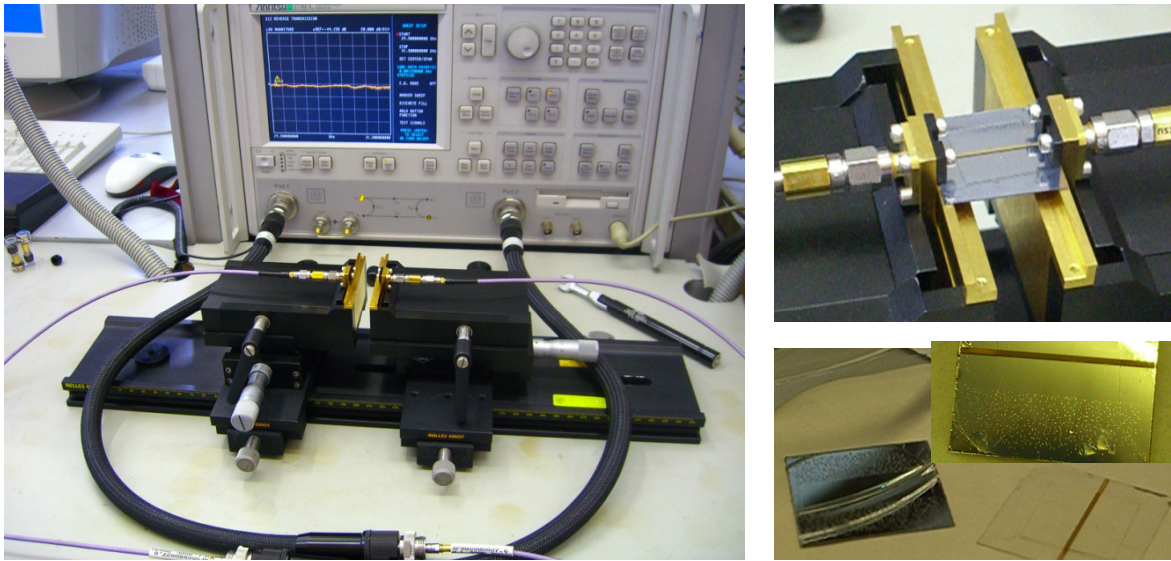


Abb. 5.15: Darstellung der Streifenleitung und der verwendeten Messfassung.

Ausschaltvorgang einer mit K15, GT3 und TUD-566 befüllten IMSL dargestellt. Gegenüber in [Kar11c] veröffentlichten Schaltzeiten von 175,8 Sekunden derselben Struktur mit TUD-566 und einer 100 μm hohen LC-Schichtdicke entspricht der simulierte Wert von 183,7 Sekunden ebenfalls den gemessenen Ergebnissen. Die T_{10}^{90} Schaltzeit einer mit GT3 befüllte IMSL derselben Geometrie würde bei Vollaussteuerung etwa 38 Sekunden und 47 Sekunden bei einer halben Aussteuerung betragen. Mit K15 wird nach Vollaussteuerung eine Rückstellzeit von etwa 25 Sekunden erreicht.

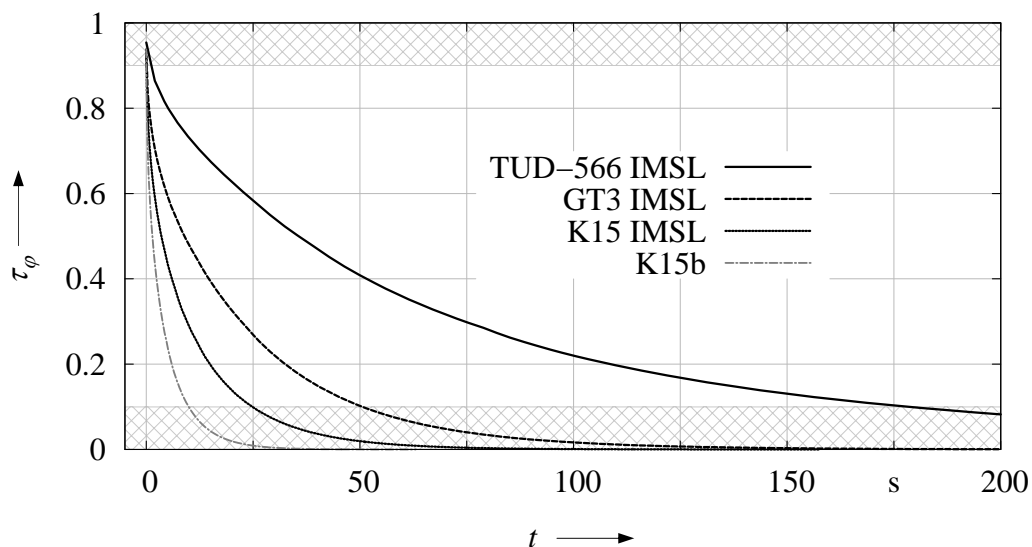


Abb. 5.16: Ausschaltverläufe einer mit K15, GT3 und TUD-566 befüllten IMSL.

Zusammen mit der in Kapitel 2.1.4 abgeleiteten und diese Ergebnisse ebenfalls bestätigenden Näherungslösung für die Schaltzeit, scheint dies zum einen die Anwendbarkeit der Kontinu-

umstheorie auf (verglichen mit Displayanwendungen) große LC-Volumen und zum anderen das hier entwickelte Simulationsverfahren zu bestätigen.

Nachdem *SimLCwg* die Abschätzung des zeitlichen Verlaufs der Direktororientierung von LC-basierten Wellenleitern ermöglicht, werden im Folgenden weitere wesentliche Eigenschaften wie die Steuerbarkeit und elektrische Performanz untersucht. Dabei wird jeweils von einer LC-Orientierung im Endzustand ausgegangen, die durch eine vollständige Ausrichtung der Direktoren parallel zum DC-Feld gekennzeichnet ist.

5.2.2 Elektrische Eigenschaften

Die Steuerbarkeit τ_φ ist nachfolgend definiert als die zwischen beiden Steuerzuständen auftretende Differenz der Ausbreitungskonstante. Sie wird auf die Differenz dieser Größe einer vollständig gefüllten reinen TEM-Leitung bei derselben Betriebsfrequenz mit demselben Flüssigkristall bezogen, d. h. für eine quasi-TEM-Leitung hoher Ausnutzung (vollständige Füllung) ist die Steuerbarkeit nahe 1. Bei Hohlleitern, die nahe ihrer Cutoff-Frequenz betrieben werden, kann sie auch darüber liegen.

Aus ihr kann berechnet werden, welche physikalische Länge die Leitung zur Realisierung eines 360°-Phasenschiebers aufweisen muss. Bei Verwendung von GT3, einer Frequenz von 30 GHz und einer Steuerbarkeit von genau eins ist die dafür notwendige Länge 42,2 mm. Liegt die Steuerbarkeit bei 0,5 oder beträgt die Frequenz 15 GHz, muss die dafür notwendige Länge den doppelten Wert betragen.

Die „*Figure of Merit*“ (*FoM*) beschreibt die Phasenschiebergüte in Grad bezogen auf die Einfügeverluste der Leitung in dB. Sind die umgebenen Materialien einschließlich der Metallisierungen verlustlos, hängt sie bei TEM-artigen Leitungen nur vom verwendeten Flüssigkristall ab. Bei einer Leitung mit derartigen Eigenschaften wäre es günstig, die LC-Lage so dünn wie möglich auszuführen, da die Schaltzeit etwa mit dem Quadrat der Schichtdicke abnimmt. Aufgrund des steigenden Stromflusses in der Leitung steigt jedoch bei einer endlichen Leitfähigkeit der Anteil der ohmschen Verluste bei dünnen Schichten stark an. Daher muss sie zusammen mit den Verlustwinkeln der umgebenden Dielektrika für die Untersuchung der Eignung eines Wellenleiters berücksichtigt werden.

Für eine genaue Auflösung der metallischen Verluste muss die FDFD-Diskretisierung an den Leiterkanten fein genug sein, um die Eindringtiefe des HF-Feldes in die Metallisierung aufzulösen. Hierzu wurde zunächst eine herkömmliche Mikrostreifenleitung mit stetiger Erhöhung der nichtäquidistanten Gitterzellen simuliert, bis die Abweichung der Leitungsdämpfung weniger als 1 % im Vergleich zu herkömmlichen Modellen betrug. Daraufhin wurde es nochmals deutlich verfeinert, um auch für über die Standardleitung hinausgehende Strukturen genaue Ergebnisse zu erhalten.

Die Phasenschiebergüte und Steuerbarkeit einer derart simulierten invertierten Mikrostreifenleitung in Abhängigkeit der Breite des Leiters w und LC-Schichthöhe s sind im folgenden Diagramm für eine mit GT3 befüllte IMSL dargestellt.

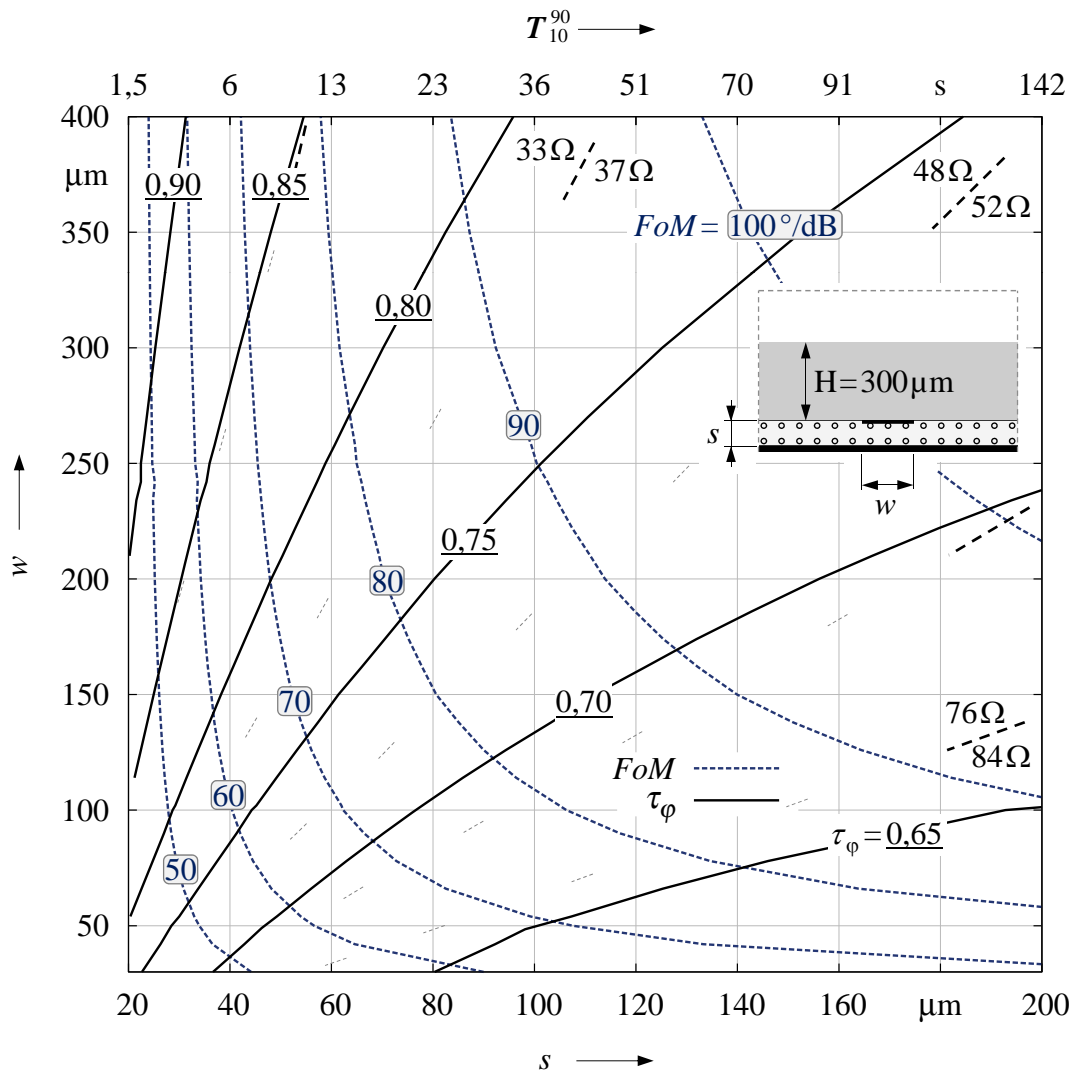


Abb. 5.17: Phasenschiebergüte (FoM) und Steuerbarkeit τ_φ einer mit GT3 befüllten IMSL als Funktion der LC-Schichtdicke s und der Leiterbahnbreite w . Die Frequenz wurde zu 30 GHz gewählt, die Substrathöhe H beträgt 300 μm bei einer Permittivität von $\epsilon_r = 3,82$. Die Leitfähigkeit der metallischen Berandungen wurde zu $\sigma = 4 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ angenommen.

Die gestrichelten Linien in Abbildung 5.17 stellen die Verläufe gleicher Phasenschiebergüte und durchgezogene die erreichbare Steuerbarkeit dar. Als Substrat wurde hier und für alle folgenden Untersuchungen Quarzglas gewählt ($\epsilon_r = 3,82$) mit einem Verlustwinkel von $5 \cdot 10^{-5}$. Da die Leitungsimpedanz geometrieabhängig ist, ist sie in Form grau-gestrichelter Linien für Impedanzen um 20, 35, 50, 65 und 80 Ω eingezeichnet. Sie verlaufen für die IMSL-Topologie näherungsweise parallel zu den Kurven konstanter Steuerbarkeit.

Entsprechend Abb. 5.17 besitzt eine mit GT3 befüllte IMSL mit einer LC-Schichtdicke von 100 μm und einer Leiterbahnbreite von 200 μm eine theoretisch erreichbare Performanz von etwa 87 $^\circ/\text{dB}$. Der geometrische Mittelwert der Leitungsimpedanz beträgt knapp 50 Ω und

schwankt um weniger als 2Ω um diesen Wert. Aufgrund der Steuerbarkeit von 0,73 wird für die Umsetzung eines 360° -Phasenschiebers bei 30 GHz eine Leiterlänge von 58 mm benötigt. Die zu den Schichtdicken zugehörigen Ausschaltzeiten bei Vollaussteuerung sind von der Leiterbreite näherungsweise unabhängig. Sie beträgt bei einer Schichtdicke von $100\ \mu\text{m}$ für GT3 etwa 36 Sekunden (vgl. hierzu Abbildung 5.16).

Eine Vergleichssimulation mit TUD-566 in Abbildung 5.18 zeigt eine Verbesserung der theoretisch erreichbaren Performanz bei einem gleichen Querschnitt auf $140^\circ/\text{dB}$.

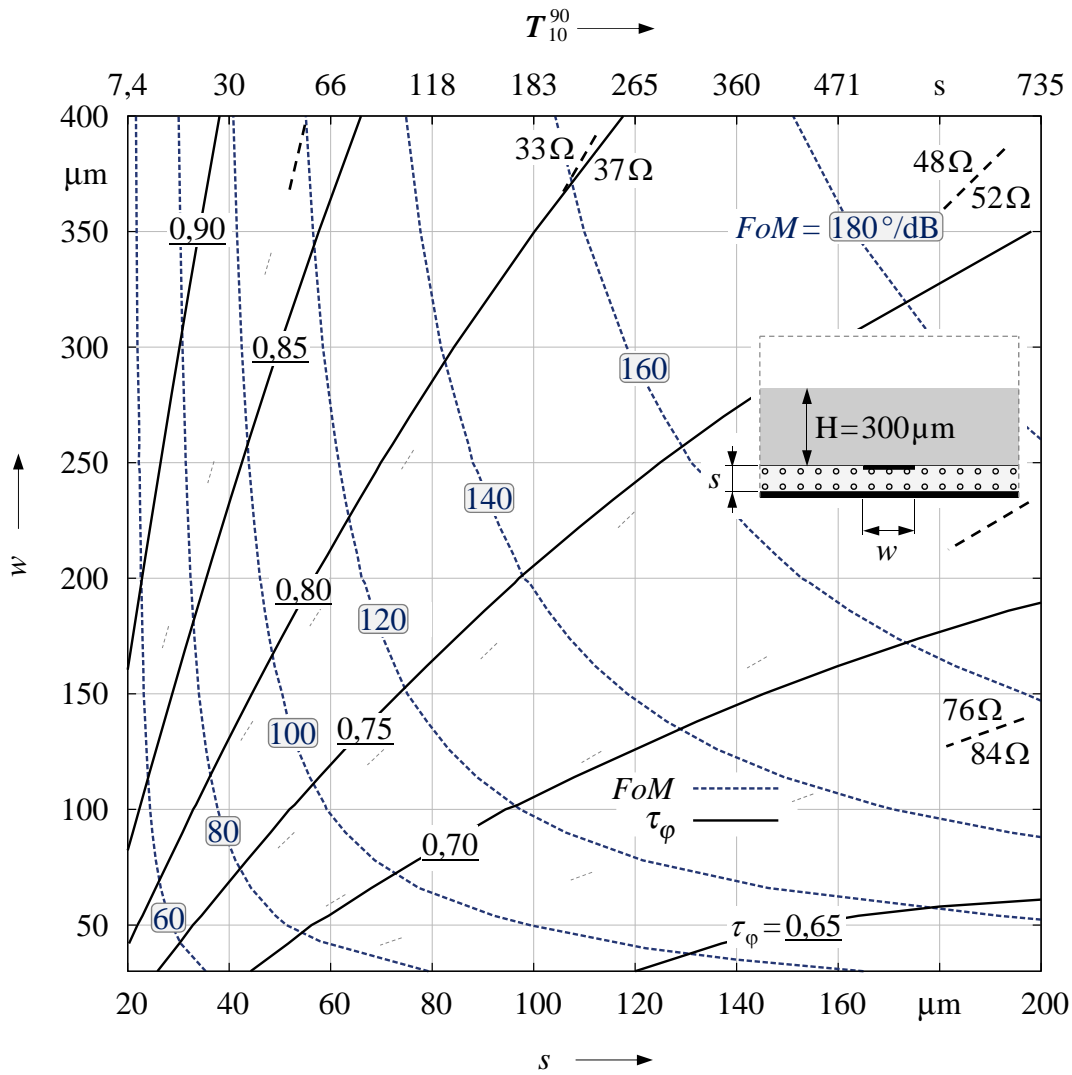


Abb. 5.18: Phasenschiebergüte (FoM) und Steuerbarkeit τ_φ einer mit TUD-566 gefüllten IMSL als Funktion der LC-Schichtdicke s und der Leiterbahnbreite w . Die Frequenz wurde zu 30 GHz gewählt, die Substrathöhe H beträgt $300\ \mu\text{m}$ bei einer Permittivität von $\varepsilon_r = 3,82$. Die Leitfähigkeit der metallischen Berandungen wurde zu $\sigma = 4 \cdot 10^7\ \text{S/m}$ angenommen.

Wird die noch erlaubte Steuerzeit auf einen Wert von 60 Sekunden begrenzt und die Betrachtung

tung auf einen $50\,\Omega$ -Phasenschieber eingeschränkt, wird mit TUD-566 die beste Performanz erreicht. Für schnellere Ausschaltzeiten wird eine geringere LC-Schicht s benötigt, wodurch die metallischen Verluste überproportional ansteigen. Aus diesem Grund ermöglicht bei Steuerzeiten kleiner sechs Sekunden die Wahl der weniger viskosen GT3-Mischung eine bessere Phasenschiebergüte.

Die bisherigen Betrachtungen der FoM und Steuerbarkeit wurden bei 30 GHz durchgeführt. Aufgrund der frequenzabhängigen Gestalt der Moden und Eindringtiefe des Feldes in verlustbehaftete Leiter sind diese Werte frequenzabhängig. Zum Abschluss der IMSL-Untersuchung wird dieser Einfluss anhand der bislang betrachteten Struktur untersucht.

5.2.3 Frequenzabhängigkeit

In Abbildung 5.19 ist die Frequenz- und Substratabhängigkeit der LC-basierten IMSL dargestellt. Die prinzipiell für alle TEM-Leiter beispielhafte Analyse stellt den Verlauf der FoM über der Frequenz für verschiedene Permittivitäten des Trägersubstrats dar. Dessen Verlustwinkel wurde jeweils sehr klein zu $\tan(\delta) = 5 \cdot 10^{-5}$ gewählt. Die Abmaße entsprechen der Darstellung auf der rechten Seite aus Abbildung 5.19.

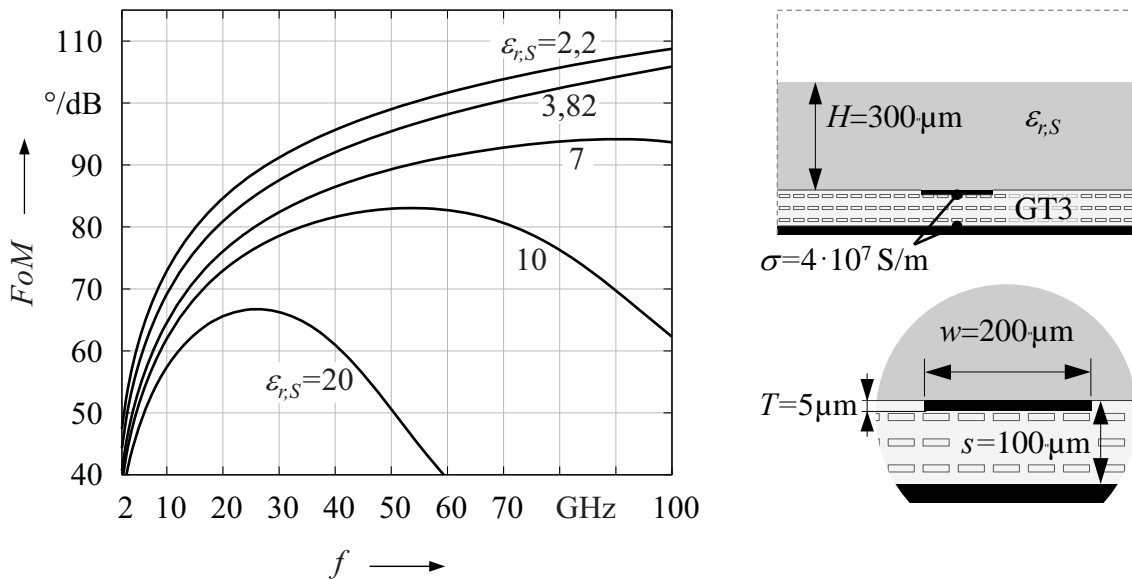


Abb. 5.19: Phasenschiebergüte (FoM) einer mit GT3 befüllten IMSL bei unterschiedlichen Substratpermittivitäten $\varepsilon_{r,S}$, aber gleichem $\tan(\delta) = 5 \cdot 10^{-5}$.

Wird bei Trägersubstraten geringer Permittivität $\varepsilon_{r,S}$ die Betriebsfrequenz erhöht, verbessert sich die erreichbare Phasenschiebergüte. Dies ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass der Anteil der ohmschen, d. h. der metallischen Verluste einer Leitung gleicher physikalischer Länge etwa proportional mit der Quadratwurzel der Frequenz ansteigt. Gleichzeitig erhöht sich aber sowohl die elektrische Leitungslänge und damit die Phasenverschiebung als auch

die dielektrischen Verluste näherungsweise linear mit der Frequenz. Aus diesem Grund verringert sich der negative Einfluss der endlichen metallischen Leitfähigkeit auf die erreichbare Phasenschieberperformanz in Richtung höherer Frequenzen. Je nachdem, wie stark die metallischen Verluste dominieren, steigt die FoM der Leitung aus diesem Grund sublinear mit der Quadratwurzel der Frequenz.

Wird als Trägersubstrat ein Material gewählt, dessen Permittivität deutlich größer ist als die des Flüssigkristalls, beginnt sich das HF-Feld mit kleineren Wellenlängen in das obere Substrat hineinzuziehen. In diesem Fall nimmt die Steuerbarkeit der Leitung zunehmend ab, d. h. die benötigte physikalische Leitungslänge um eine bestimmte Phasendifferenz zu erzielen, steigt mit höheren Frequenzen wieder an. Dies wirkt sich nachteilig auf die erreichbare Phasenschiebergüte aus, welche ab einer von der Materialpaarung abhängigen Frequenz wieder kleiner wird.

Sind die Leitungseigenschaften in Abhängigkeit ihrer geometrischen Abmaße somit bestimmbar, können unterschiedliche Leitungstypen bei einer gewählten Frequenz hinsichtlich ihrer Schaltzeit, Steuerbarkeit und FoM miteinander verglichen werden. Die Eigenschaften einiger in der HF-Technik häufig verwendeter Leitertopologien, die aufgrund ihrer Struktur für eine Befüllung mit Flüssigkristall geeignet sind, werden im Folgenden kurz diskutiert.

5.3 Eigenschaften Flüssigkristall-gefüllter Standardtopologien

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die LC-Dynamik und Performanz der invertierten Mikrostreifenleitung ausführlich behandelt wurde, wird der Schwerpunkt für die Betrachtung anderer Leitertypen auf die erreichbare Performanz und die Steuerbarkeit gelegt. Die Substratparameter entsprechen in den folgenden Untersuchungen (sowie in den bisherigen) den elektrischen Eigenschaften von Quarzglas. Die metallische Leitfähigkeit der Elektrodenstrukturen und Masseflächen wird mit $\sigma = 4 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ beibehalten.

Die Schaltdynamik und das Frequenzverhalten hängen wie bei der Mikrostreifenleitung im Detail von ihrer genauen Dimensionierung und den verwendeten Materialien ab. Grundsätzlich lassen sich aber die Erkenntnisse des vorangegangenen Abschnitts auf die hier vorgestellten Leiter übertragen.

Eingegangen wird zunächst auf in der Literatur bereits vorgeschlagene LC-basierte Wellenleitertopologien, wie die Koplanar-, Streifen-, Finleitung und den Steghohlleiter. Daraufhin wird am Beispiel des Rechteckhohlleiters ein neues Steuerkonzept entwickelt, um den Zugang der LC-Technologie zu hochgütigen Leiterstrukturen zu ermöglichen. Abschließend wird untersucht, inwieweit sich dieses Konzept auf planare Topologien für die Realisierung schnell schaltbarer Phasenschieber übertragen lässt.

5.3.1 Koplanarleitung mit Massefläche

Die Koplanarleitung („*Coplanar Waveguide*“, CPW) zur Führung von Mikrowellen wurde zuerst von C. P. Wen [Wen69] demonstriert. Sie besteht aus drei oberen Leitern auf einem Substratmaterial. Wird eine weitere Massefläche auf der Unterseite des Substrates eingeführt, spricht man von einem „*Coplanar Waveguide with Ground*“ (CPWG) oder einer „*Conductor-backed CPW*“ (CBCPW).

Als steuerbarer, mit Flüssigkristall gefüllter Wellenleiter wurde diese Struktur von Y. Garbovskiy [Gar12] und in [Bul13] verwendet. Gegenüber der herkömmlichen CPW benötigt sie ein zusätzliches Trägersubstrat für die oberen Leitungen, wie es in Abbildung 5.20 dargestellt ist und Abstandshalter um eine definierte Schichtdicke der LC-Lage zu erhalten. Mit

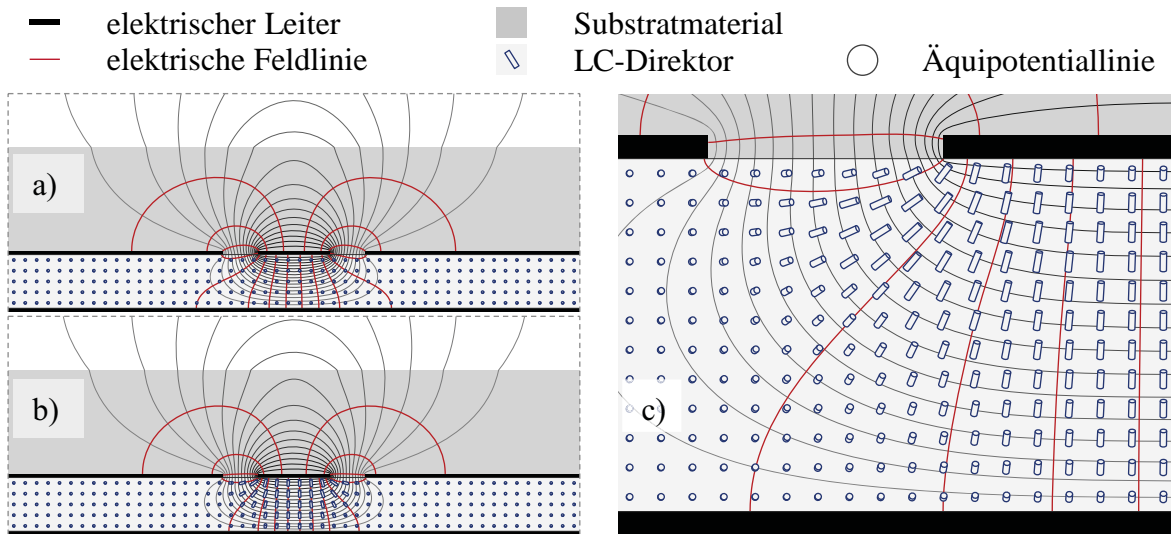


Abb. 5.20: Querschnitt einer LC-befüllten Koplanarleitung nach dem Anlegen einer Steuerspannung an den mittleren Streifenleiter (b). Rechts (c) ist ein vergrößerter Ausschnitt aus (b) dargestellt. Im Ausgangszustand (a) sind alle Direktoren parallel zu einem Polyimid-Film orientiert, der eine LC-Ausrichtung an den horizontalen Randschichten in z -Richtung erzwingt.

zunehmender Breite des mittleren Signalleiters dominiert in der Leitungskapazität der Anteil zwischen dem Mittelleiter und der Massefläche. In diesem Fall verhält sich die Struktur sehr ähnlich zum Mikrostreifenleiter, da die Feldverteilung der IMSL-Mode immer ähnlicher wird.

Für Leitungen, welche im Vergleich zum Abstand des Mittelleiters zur unteren Massefläche geringe Breiten g (siehe Abbildung 5.21) aufweisen, ist die LC-Vororientierung entlang der Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle zu wählen. Andernfalls wird die Steuerbarkeit deutlich reduziert. Im Vergleich zur IMSL ist sie bei der CPWG allerdings auch in diesem Fall geringer, da wie bei der CPW ohne Massefläche ein großer Teil des Feldes durch das nicht steuerbare Trägersubstrat verläuft. Zusätzlich erhöht sich in diesem Fall die Ausschaltzeit, da, wie in Abbildung 5.20c zu erkennen ist, die bestimmende Deformation zwischen dem mittleren und den äußeren Streifenleitern die Twistdeformation ist.

Die erreichbare Phasenschiebergüte und Steuerbarkeit in Abhängigkeit der Breite w des Mittelleiters und der Schichthöhe s sind in Abbildung 5.21 dargestellt. Im Vergleich zu einer IMSL mit derselben Leitfähigkeit der verwendeten Metallisierungen und gleichen dielektrischen Eigenschaften des Trägersubstrats ist eine deutliche Verringerung der Phasenschiebergüte zu erkennen. Dies ist neben der geringeren Steuerbarkeit auf die ungünstigere Stromverteilung in den Streifenleitern zurückzuführen, was im Vergleich zur IMSL zu höheren metallischen Verlusten führt.

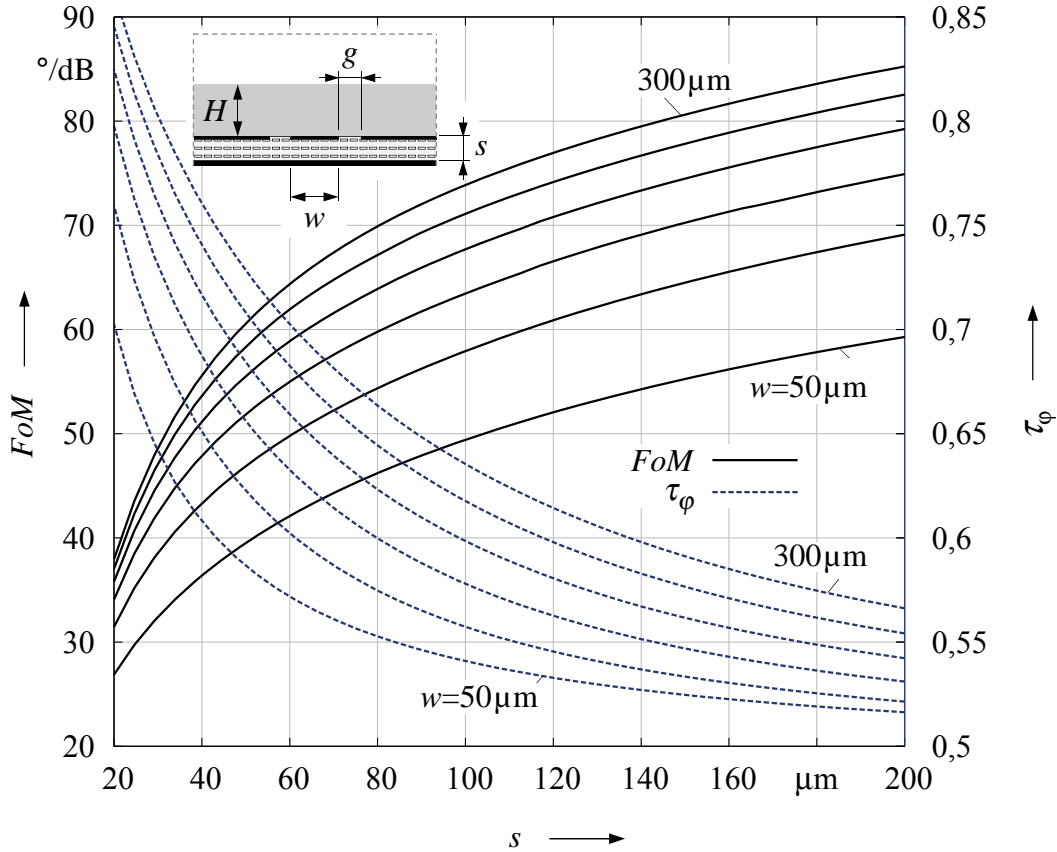


Abb. 5.21: Verlauf der Phasenschiebergüte (FoM) und der Steuerbarkeit einer mit GT3 befüllten Koplanarleitung bei 30 GHz in Abhängigkeit der LC-Schichtdicke s und Schlitzbreite w des Mittelleiters. Die Substrathöhe H beträgt 300 μm , der Abstand des Streifenleiters zu den benachbarten Masseflächen wurde zu $g = (w + s)/2$ gewählt.

Eine interessante Variante dieses Typs ist dessen Verwendung als elektrisch kurzes, näherungsweise rein kapazitives Element um sogenannte belastete Leiter, d. h. Tiefpassstrukturen zu realisieren [Goe10]. Hierbei befindet sich zwischen zwei Glasplatten ein sehr dünner, nur wenige μm dicker LC-Film. Auf der einen Seite sind wie in Abbildung 5.20 die drei Streifenleiter aufgebracht. Auf der gegenüberliegenden Seite der zweiten Platte wird die Masseleitung nur in bestimmten Abständen als elektrisch kurzes Element hinzugefügt. Zwischen diesen zusätzlichen Leitungen verhält sich die Struktur wie eine gewöhnliche CPW, da die sehr

dünne LC-Schicht deren Eigenschaften kaum beeinflusst.

Die Abschnitte mit der zusätzlichen unteren Metallisierung sind elektrisch kurz und kapazitiver Natur. Auf diese Weise können bei einer moderaten Erhöhung der metallischen Verluste die Ausschaltzeiten verringert werden.

Die hierzu in [Goe10] veröffentlichten Ausschaltzeiten mit K15 liegen bei 20 Millisekunden bei einer LC-Schichtdicke zwischen dem Mittelleiter und der Massefläche von $< 4 \mu\text{m}$. Dies stellt eine deutliche Verbesserung der Schaltzeiten gegenüber reinen Leitungsphasenschiebern mit LC-Schichtdicken von $100 \mu\text{m}$ dar, deren Schaltzeiten mit demselben Flüssigkristall etwa 24 Sekunden betragen. Eine weitere Anwendung wurde in [Fri11] vorgeschlagen, wo Flüssigkristall in Verbindung mit digitalen MEMS-Phasenschiebern eingesetzt wurde.

5.3.2 Koplanare Streifenleitung

Ein weiterer Vertreter der planaren Standardleiter stellt die LC-gefüllte koplanare Streifenleitung dar. Im Gegensatz zur Koplanarleitung weist er bei entsprechend breit dimensionierten Leiterbahnen etwas geringere metallische Verluste (und dadurch eine höhere FoM) auf, bei ansonsten ähnlichen Eigenschaften. Insbesondere sollte die LC-Orientierung bei der Verwendung als homogen gefüllter steuerbarer Wellenleiter wieder in Richtung der Wellenausbreitung liegen, da ansonsten die Steuerbarkeit vergleichsweise gering ist.

Zunächst wird die Struktur aus Abbildung 5.22 untersucht. Sie besteht aus einer LC-Schicht zwischen zwei Substraten mit einer zusätzlichen Massefläche am Boden der Struktur. Da sich

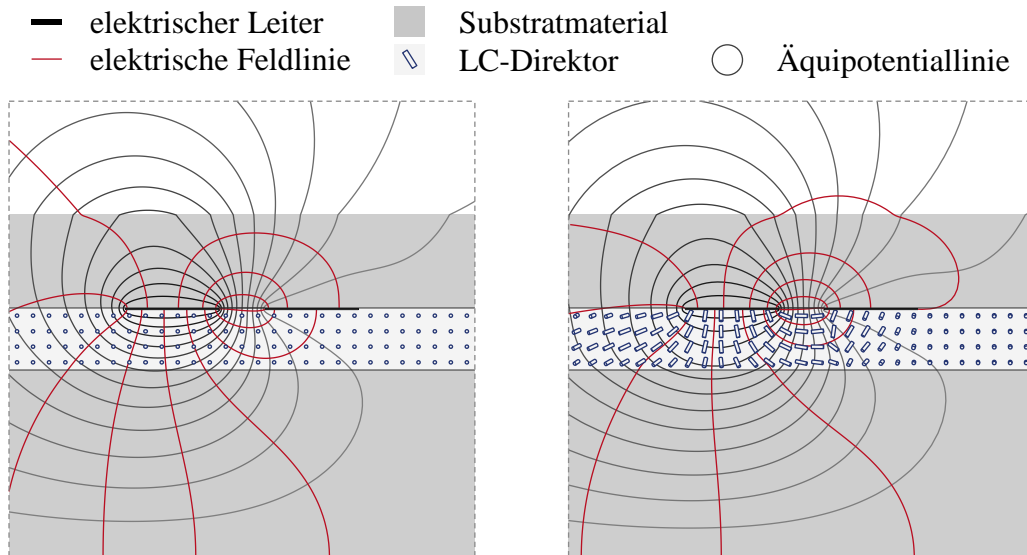


Abb. 5.22: Querschnitt eines LC-befüllten Streifenleiters nach dem Anlegen einer Steuerungsspannung an den mittleren Streifenleiter (rechts). Im Ausgangszustand (links) sind alle Direktoren parallel zu einem Polyimid-Film orientiert, der eine LC-Ausrichtung an den horizontalen Randschichten in z -Richtung erzwingt.

das HF-Feldbild zwischen den Streifenleitern konzentriert, weist er andere Eigenschaften auf, als dies bei den bislang untersuchten TEM-Wellenleitern der Fall war. Insbesondere erhöht sich die erreichbare Steuerbarkeit bei einer Erhöhung der Schichtdicke s . Dies hat wie bei den anderen Strukturen eine Erhöhung der erreichbaren Phasenschiebergüte zur Folge, dort aber aufgrund der geringeren metallischen Verluste. Bei der koplanaren Streifenleitung bleiben die metallischen Verluste etwa konstant. Die dielektrischen erhöhen sich leicht, da sich ein höherer Feldanteil im Flüssigkristall befindet. Dabei überwiegt hinsichtlich der erreichbaren FoM mit zunehmender LC-Schichtdicke der positive Aspekt.

Insgesamt lassen sich mit dieser Leitertopologie nur vergleichsweise geringe Steuerbarkeiten erzielen, da sich ein großer Teil des Feldes im nicht steuerbaren Material befindet.

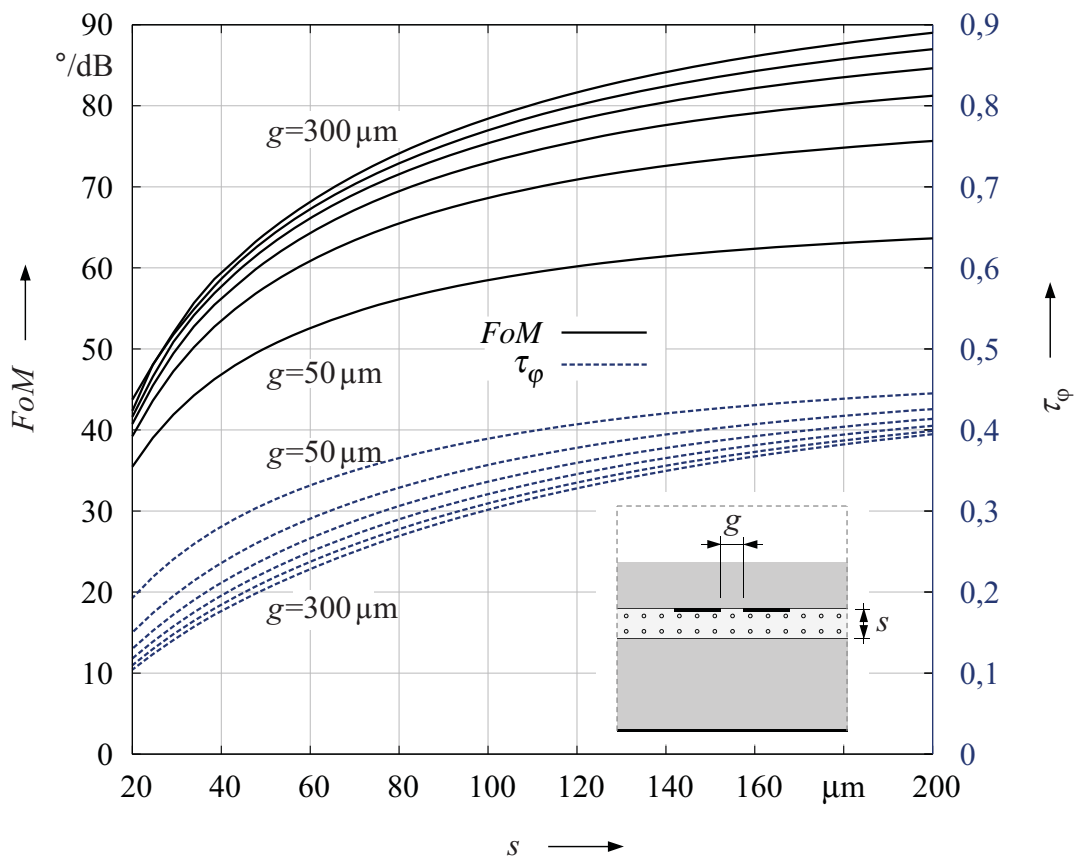


Abb. 5.23: Phasenschiebergüte (FoM) und Steuerbarkeit einer mit GT3 befüllten Schlitzleitung mit entfernter Massefläche bei 30 GHz in Abhängigkeit der LC-Schichtdicke s und des Streifenleiterabstands g . Die Metallisierungsdicke der Streifenleiter wurde zu $5\ \mu\text{m}$ gewählt und die Höhe des oberen Substrats zu $300\ \mu\text{m}$. Der Höhe des unteren beträgt $600\ \mu\text{m}$.

Eine andere Ausführungsform stellt der Streifenleiter mit Massefläche dar, der auch als gekoppelte Streifenleitung bezeichnet wird [Zin90]. Die sich ausbreitende Mode entspricht einer Mischung aus dem Feld der Mikrostriifenleitung und der ursprünglichen Streifenleitungsmode.

Daneben existiert ein zweiter ausbreitungsfähiger TEM-Typ, sofern er nicht über Kurzschlüsse an den Enden oder periodisch mit leitfähigen Vias oder Abstandshaltern zwischen einem Streifenleiter und der unteren Massefläche unterdrückt wird.

Die elektrischen Feld- und Äquipotentiallinien des Steuerfeldes sowie die Ausrichtung der LC-Direktoren sind in Abbildung 5.24 dargestellt.

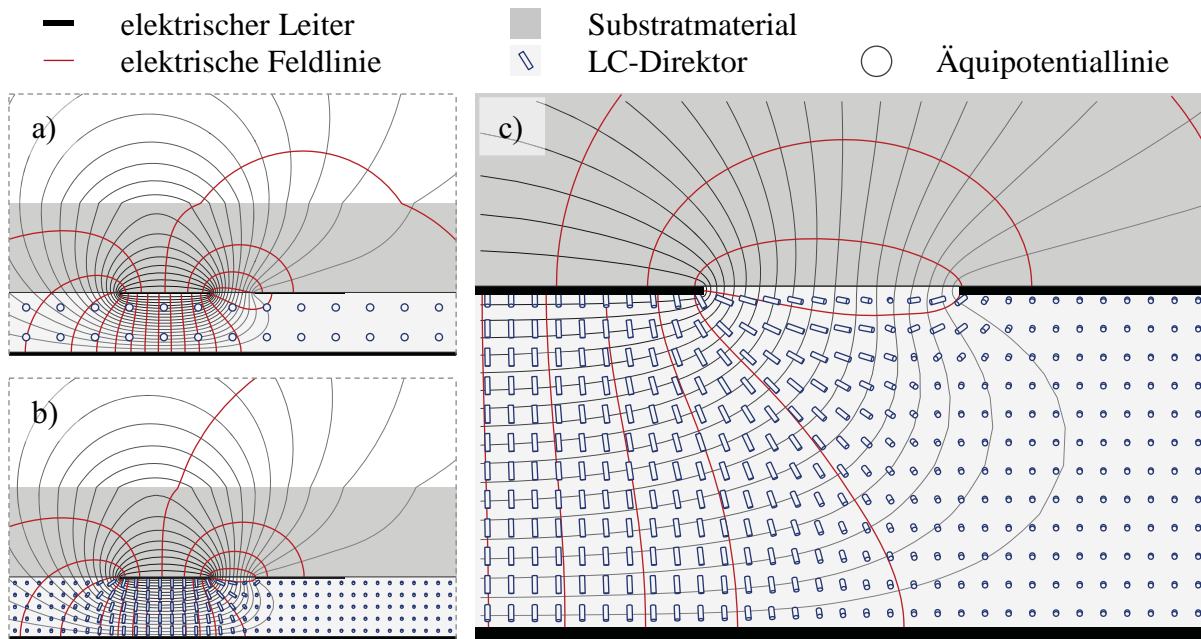


Abb. 5.24: Querschnitt einer LC-befüllten Streifenleitung mit Massefläche nach dem Anlegen einer Steuerspannung an den linken Streifenleiter (b). Rechts (c) ist ein vergrößerter Ausschnitt aus (b) dargestellt. Im Ausgangszustand (a) sind alle Direktoren parallel mit einem Polyimid-Film in z-Richtung ausgerichtet.

Die erreichbare Phasenschiebergüte ist in Abhängigkeit der LC-Schichthöhe s und des Abstandes g zwischen den beiden Streifenleitern in Abbildung 5.25 dargestellt. Die Steuerbarkeit wird aufgrund der Nähe zur Massefläche deutlich erhöht, da sich ein größerer Anteil des HF-Feldes zwischen der unteren Massefläche und dem Signalleiter konzentriert. Ist deren Abstand s bezogen auf die Entfernung g zum benachbarten Streifenleiter hinreichend klein, entsprechen die elektrischen Eigenschaften der Leitung denen des Mikrostreifenleiters. Im umgekehrten Fall verhält sie sich ähnlich zur Schlitzleitung ohne Massefläche.

Aufgrund der geringeren Verluste der Schlitzleitung bei etwa gleichbleibender Steuerbarkeit im Vergleich zur Koplanarleitung, findet diese Leitungstopologie eine mögliche Anwendung bei der Ausführung als belastete Leitung. Dabei wird die untere Massefläche stückweise und elektrisch kurz in gleichmäßigen Abständen eingeführt, wie es von O. H. Karabey in [Kar11b] vorgeschlagen wurde.

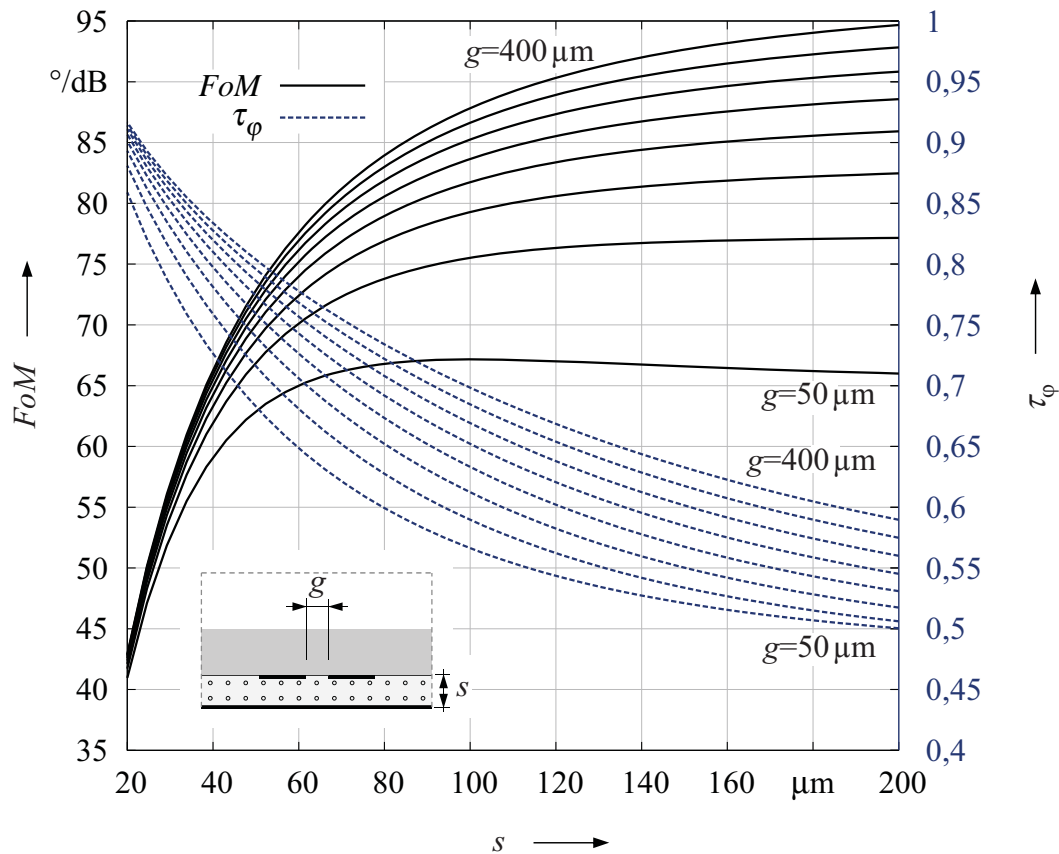


Abb. 5.25: Phasenschiebergüte (FoM) und Steuerbarkeit einer mit GT3 befüllten Streifenleitung mit Massefläche bei 30 GHz in Abhängigkeit der LC-Schichtdicke s und des Streifenleiterabstands g .

5.3.3 Antipodale, überlappende Finleitung

Abbildung 5.26 zeigt eine der möglichen Ausführungsformen einer LC-befüllten Flossen- bzw. Finleitung. Sie kann neben dieser überlappenden, antipodalen Struktur auch als uni- und bilaterale Leiteranordnung ausgeführt werden [Zin90]. Ein Vorteil dieser Leiterstruktur besteht z. B. in der Möglichkeit, die Feldenergie über einen Hohlleiter einzukoppeln und aus dem die Finleitung umschließenden Gehäuse mittels eines vivaldiartigen Übergangs in den freien Raum abzustrahlen. Auf diese Weise ergibt sich eine einfache Möglichkeit zur Umsetzung breitbandiger Gruppenantennen [Koe11], [Mue08b].

Die Leitung zählt zwar zu den Streifenleitern, beide Finnen sind aber in der gebräuchlichen Ausführungsform entgegen den bisher betrachteten Wellenleitern galvanisch mit einer geschlossenen äußeren Schirmung, z. B. einem Rechteckhohlleiter, verbunden. Deshalb ist der erstausbreitungsfähige Typ dieser Struktur keine TEM-, sondern eine quasi-TE-Welle mit einer unteren Grenz-, bzw. Cutoff-Frequenz. Für die Aussteuerung des Flüssigkristalls ist in den bislang verwendeten Bauformen jedoch immer eine der Elektroden verwendet worden. Die LC-basierten, nunmehr finartigen Leitungen, sind deshalb galvanisch voneinander

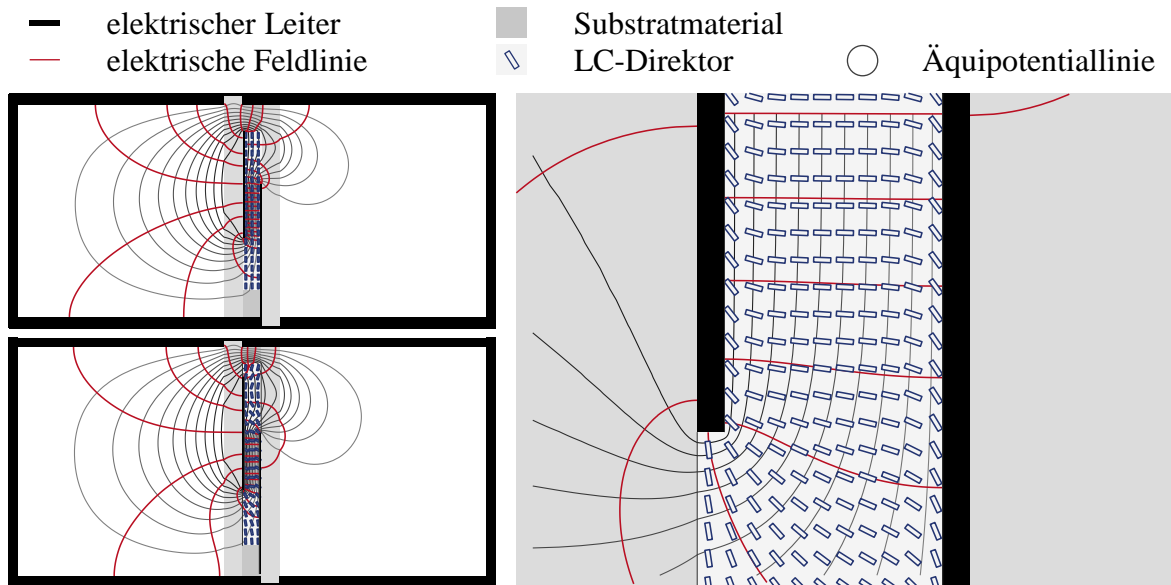


Abb. 5.26: Elektrische Feld- und Äquipotentiallinien im Querschnitt einer LC-befüllten Finleitung nach (links unten) und vor dem Anlegen einer Steuerspannung an den linken Streifenleiter. Im Ausgangszustand (links oben) sind alle Direktoren parallel zum Polyimid-Film in y -Richtung orientiert.

getrennt. Das Charakteristikum des Grundtyps entspricht bei diesen Aufbauten wieder dem einer TEM-Mode. Wird der Schirmquerschnitt im Betriebsfrequenzbereich der Leitung nicht entsprechend skaliert, hat dies im Vergleich zur ursprünglichen Finleitung die Existenz von zwei voneinander unabhängigen, ausbreitungsfähigen Moden zur Folge, die an Störstellen wie den Übergängen der Leitung miteinander Energie austauschen können. Ist die Leitung zur Realisierung von 360° -fähigen Phasendifferenzen entsprechend lang, weist die Störmode eine Vielzahl an Resonanzfrequenzen auf bei denen das Problem besonders deutlich auftreten kann. Beim Entwurf dieser Strukturen muss dies entsprechend berücksichtigt werden.

Eine Besonderheit der Finleitung ist die homogene Orientierung der Direktoren bei einer Ausrichtung der LC-Moleküle in der Querschnittsebene. Dies ist auf die punktsymmetrische Anordnung der Leiter in der Nähe des Überlappungsbereiches zurückzuführen, da die LC-Direktoren an beiden Enden des Leiters in die gleiche Richtung angesteuert werden.

Das Diagramm in Abbildung 5.27 zeigt die erreichbare Phasenschiebergüte und benötigte Länge der Leitung (um eine Verschiebung um 360° zu realisieren) von verschiedenen Überlappungshöhen der Finleitung in Abhängigkeit der LC-Schichtdicke.

Mit kleinerer Schichtdicke nimmt die Feldstärke im Spalt zwischen den Leitungen zu, wodurch die benötigte Länge für eine 360° -steuerbare Leitung abnimmt. Die metallischen Verluste steigen allerdings überproportional an. Eine Ausnahme stellen Ausführungen ohne oder nur sehr geringer Überlappung dar, bei denen sich die höchste Steuerbarkeit bei einem Zwischenwert befindet (vgl. hierzu Abb. 5.27 bei $u = 0 \mu\text{m}$). Die metallischen Verluste verringern sich mit zunehmendem Abstand der Leiter, weshalb die Phasenschiebergüte deutlich ansteigt. Bei

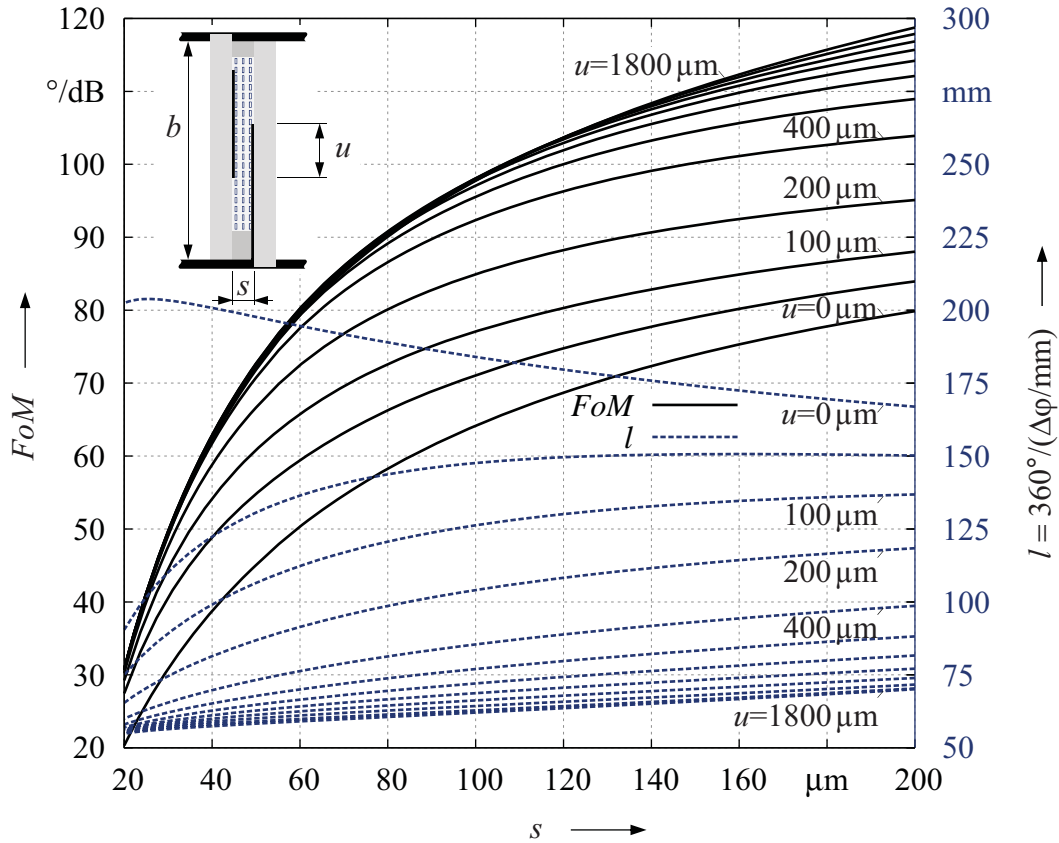


Abb. 5.27: FoM und benötigte Länge der GT3 befüllten antipodalen Finleitung für einen 360° -Phasenschieber bei 30 GHz als Funktion der LC-Schichtdicke s . Die Höhe b des Hohlleiters und Breite a betragen 2,5 und 5 mm. Die Dicke der Finnen wurde zu $5 \mu\text{m}$ gewählt bei einer Leitfähigkeit von $\sigma = 4 \cdot 10^7 \text{ S/m}$.

verlustarmen Trägersubstraten verringert sich der Einfluss der ohmschen Verluste auf die FoM , bis bei einer hohen Überlappung fast der theoretisch erreichbare Wert von $138^\circ/\text{dB}$ erreicht wird. Für eine hohe Phasenschiebergüte bei gleichzeitig kurzen Bauteillängen ist deshalb ein entsprechend hoher Überlappungsgrad der Finnen erforderlich.

5.3.4 Steghohlleiter

Eine in [Mue06] vorgestellte Struktur zur Umsetzung von LC-gefüllten Phasenschiebern im W-Band stellt der Steghohlleiter aus Abbildung 5.28 dar. Die Grundmode des ursprünglichen Steghohlleiters ist eine TE-Welle. Seine Cutoff-Frequenz ist gegenüber der eines Rechteckhohlleiters desselben Querschnittes in Abhängigkeit der Spalthöhe reduziert. Da die Cutoff-Frequenzen der nächsthöheren Typen durch den Steg nur wenig beeinflusst werden, ist der Eindeutigkeitsbereich, d. h. das Frequenzband, innerhalb dessen nur ein Wellentyp ausbreitungsfähig ist, in Richtung niedriger Frequenzen entsprechend erweitert. Wird für die Vororientierung kein Polyimidfilm verwendet, kann Sie noch magnetisch oder, wie in [Mue06] beschrieben, unter Verwendung einer Steuer-Wechselspannung mithilfe eines „Dual-Frequency-

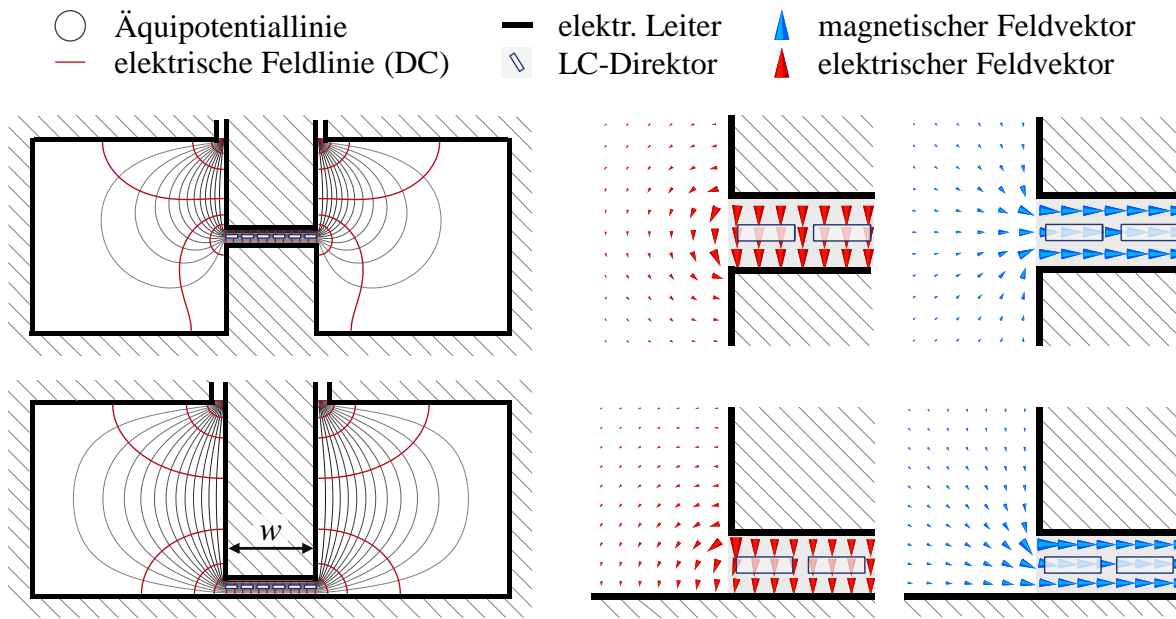


Abb. 5.28: Ausführungsformen des Steghohlleiters. In der Abbildung unten links ist der Steghohlleiter, darüber der Doppel-Steghohlleiter mit dem elektrischen Steuerfeld dargestellt. Rechts sind jeweils die zugehörigen elektrischen und magnetischen Felder der erstausbreitungsfähigen Mode im Bereich des LC-gefüllten Schlitzes abgebildet.

Switching“-LCs erfolgen. Wird der Steg entsprechend breit gewählt, d. h. $w \geq a/8$, hängt die erreichbare Phasenschiebergüte im Gegensatz zu den bisher untersuchten Strukturen nur noch von der Schichthöhe ab wie in Abbildung 5.29 dargestellt ist.

Die erzielbare Steuerbarkeit nimmt mit größeren Spaltbreiten und kleineren Schichthöhen zu, wobei im letztgenannten Fall die metallischen Verluste zu einer Verringerung der Phasenschiebergüte führen.

Dass mit zunehmender Spaltbreite trotz höherer Steuerbarkeit keine Erhöhung der FoM erzielt wird, ist zum einen darauf zurückzuführen, dass bei entsprechend kleinen Spalten kein weiteres Dielektrikum benötigt wird. Der Vorteil besteht darin, dass sich die Steuerbarkeit durch das elektrische Feld außerhalb des Spaltes nur wenig reduziert. Bei den bisher betrachteten Leitungen sind die Streufelder in einem dielektrischen Medium und weisen daher eine höhere Energiedichte auf. Somit wird prozentual ein höherer Anteil der Leistung in nicht steuerbaren Materialien transportiert, was deren benötigte Leitungslänge vergrößert bzw. die Steuerbarkeit verringert. Der Steghohlleiter ist davon nicht betroffen. Zum anderen ist die durch die Felder außerhalb des Spaltes hervorgerufene Stromverteilung günstig, sodass sie keinen wesentlichen Beitrag zu den ohmschen Verlusten leisten. Aus diesem Grund ist die erreichbare Phasenschiebergüte bei denselben LC-Schichtdicken höher und unempfindlicher als die der IMSL, bei einem allerdings wesentlich voluminöseren Wellenleiter.

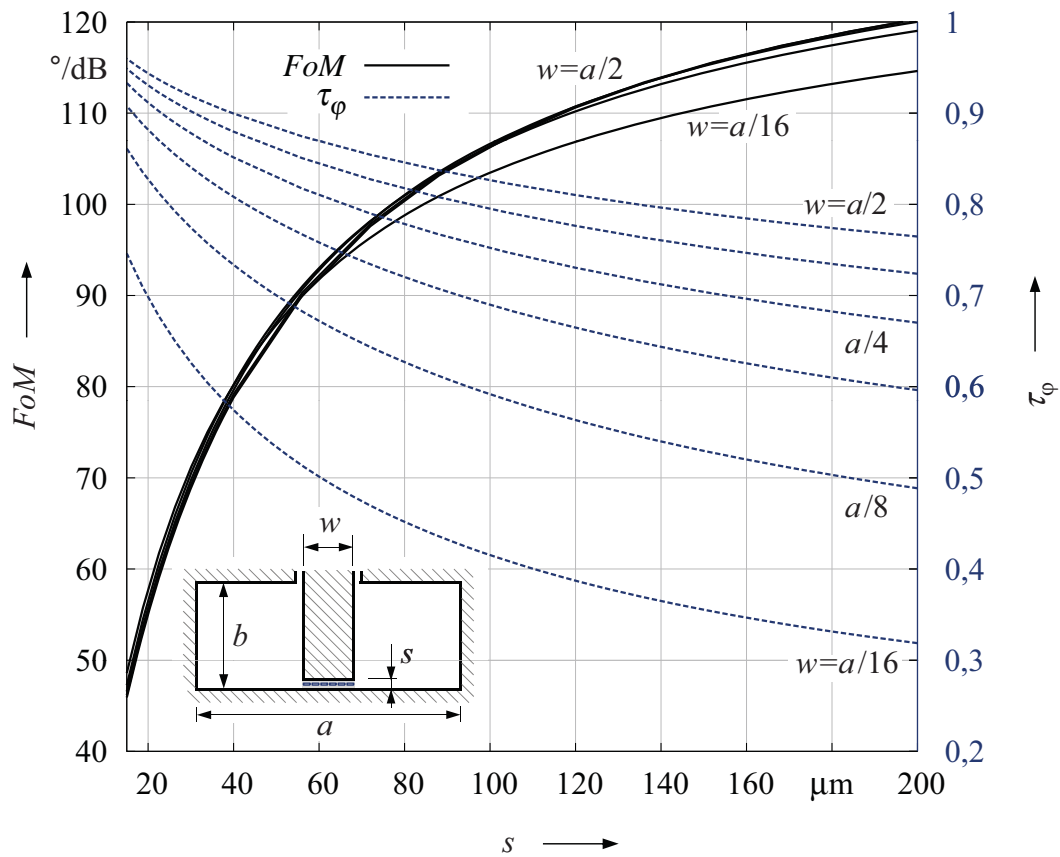


Abb. 5.29: Abhängigkeit der Phasenschieberperformanz (FoM) und Steuerbarkeit eines mit GT3 befüllten Steghohlleiters von der Spaltbreite w und LC-Schichtdicke s bei 30 GHz. Die Breite a wurde zu 5 mm gewählt, die Höhe b zu 2,0 mm.

5.3.5 Rechteckhohlleiter

Bei den bisher veröffentlichten und hier betrachteten Strukturen fällt auf, dass die hohe Performanz mikrowellenoptimierter Flüssigkristalle nur eingeschränkt ausgenutzt werden kann. Die Ursache liegt darin, dass die metallischen Verluste bei den üblicherweise verwendeten Schichtdicken um etwa $100\ \mu\text{m}$ noch immer einen dominanten Einfluss auf die erreichbare Performanz der Phasenschieber ausüben. Ein Wellenleiter mit intrinsisch geringen metallischen Verlusten, wie sie der Rechteckhohlleiter aufweist, wird demnach zu deutlich besseren Ergebnissen führen, insbesondere wenn hochoptimierte Mischungen wie TUD-566 verwendet werden. Wesentlich ist dies vor allem für Anwendungen, bei denen z. B. aufgrund begrenzter Leistung eine besonders hohe elektrische Performanz gefordert ist, wie es u. a. bei Nachrichtensatelliten der Fall ist.

Dies bedingt allerdings die Entwicklung anderer Steuermechanismen, da die LC-Füllhöhe für diesen Wellenleiter (frequenzabhängig) im mm-Bereich liegt, weshalb eine Reorientierung über eingeprägte Randbedingungen die Schaltzeit bis in den Stundenbereich verschiebt. Die geeignetste Wahl stellt eine ausschließlich auf elektrischen Feldern basierende Steuerung dar,

da in diesem Fall die Schaltzeit in Richtungen beider Steuerendzustände mit der Höhe der angelegten Spannungen entsprechend reduziert werden kann.

Die Problematik bei der Verwendung von einem elektrischen Feld in beide Stellrichtungen besteht darin, dass hierfür ein orthogonales Steuerfeld benötigt wird. Da allerdings an leitenden Oberflächen wie den notwendigen Elektroden die Feldstärkelinien stets senkrecht verlaufen, kann die Orthogonalität nicht vollständig erfüllt werden. In Abbildung 5.30 wird dies anhand der einfachsten Umsetzung einer rein elektrischen Steuerung durch eine galvanische Trennung der vier Hohlleiterwände verdeutlicht.

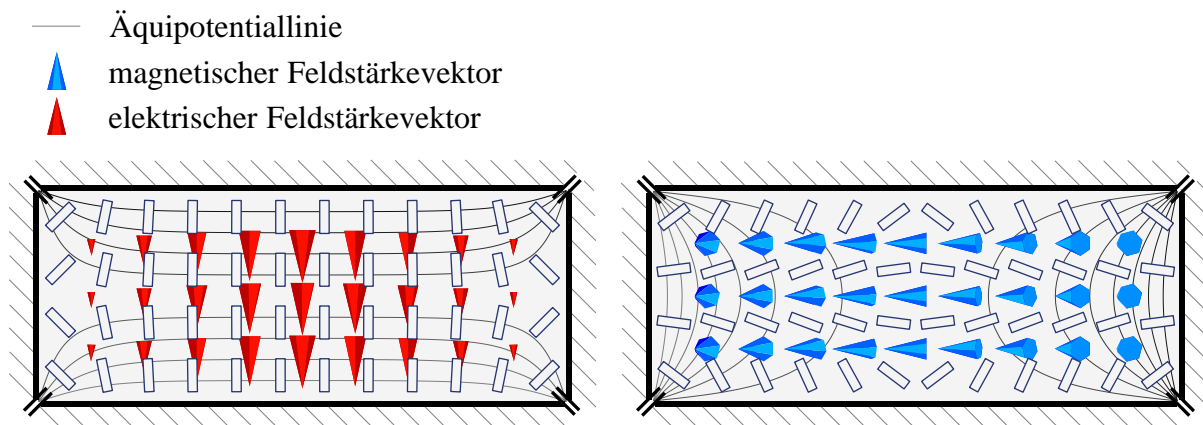


Abb. 5.30: Rechteckhohlleiter mit galvanisch getrennten Wänden. Auf der linken Seite ist die Direktorverteilung nach dem Anlegen einer positiven Spannung auf der Ober- und einer negativen Spannung auf der Unterseite dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt den Fall einer Spannungsdifferenz von der linken zur rechten Wand.

In Abbildung 5.31 ist die erreichbare Performanz und die benötigte Leiterlänge einer derartigen Struktur in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt. Ein charakteristisches Merkmal von Leiterstrukturen mit einer unteren Grenzfrequenz besteht in dem Anstieg der Steuerbarkeit in diesem Bereich. Wird der Wellenleiter bei dieser Frequenz betrieben, so ist die Wellenlänge bei der LC-Orientierung senkrecht zum elektrischen HF-Feld unendlich lang. Im Zustand der hohen LC-Permittivität ist die Mode bereits ausbreitungsfähig. Für eine 360° -Phasenverschiebung wird nun lediglich eine Leiterlänge benötigt, die genau der Wellenlänge der ausbreitungsfähigen Mode entspricht. Im Gegensatz dazu sind bei höheren Frequenzen oder bei TEM-Leitern in Abhängigkeit der Materialsteuerbarkeit etwa sieben Wellenlängen erforderlich. Da eine Hohlleiterwellenlänge auch nahe der Grenzfrequenz noch kurz gegenüber sieben TEM-Wellenlängen ist, verlängert sich die benötigte Länge des Hohlleiters zunächst mit der Frequenz. Allerdings sind aufgrund der hohen Gruppenlaufzeit insbesondere die Verluste des am nächsten an der Grenzfrequenz liegenden Modes sehr hoch, sodass dieser Bereich als Betriebsfrequenz von Phasenschiebern ungeeignet ist.

Für höhere Frequenzen nähert sich die Übertragungscharakteristik derjenigen von TEM-Wellen an, sodass im späteren Verlauf die benötigte Hohlleiterlänge wieder linear sinkt. Im

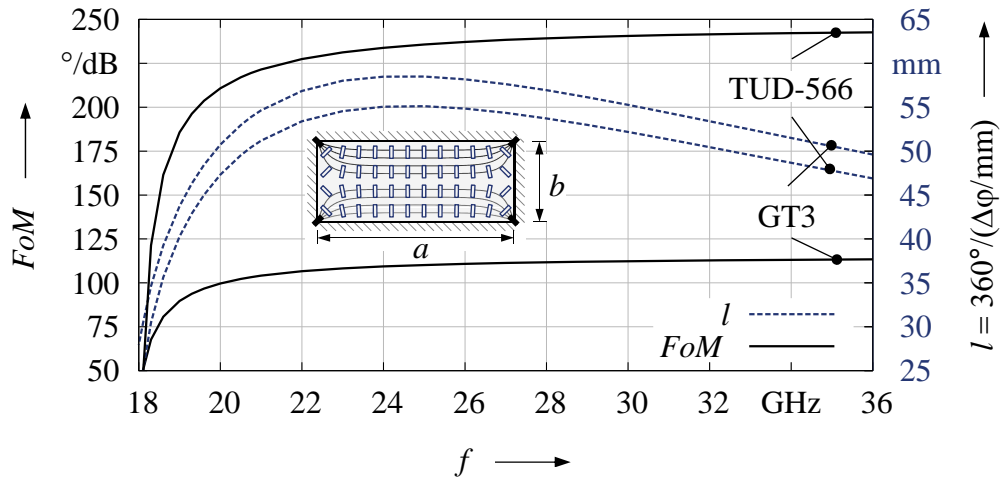


Abb. 5.31: Frequenzabhängigkeit der Phasenschiebergüte (FoM) und benötigten Länge l um eine 360° -Phasenverschiebung eines vollständig mit GT3 und TUD-566 befüllten Hohlleiters zu erzielen. Seine Breite a und Höhe b betragen 5,0 und 2,0 mm

oberen Beispiel werden die Verluste beinahe ausschließlich durch die dielektrischen Verluste des Flüssigkristalls und der hinsichtlich der LC-Verlustmechanismen ungünstigen Dispersion des Hohlleiters begrenzt. Ein deutlich größerer Unterschied gegenüber den bisher betrachteten Wellenleitern ergibt sich bei der Verwendung von TUD-566, mit dem bei 30 GHz eine Performanz von $240^\circ/\text{dB}$ erreicht werden kann. Gerade bei hochperformanten Flüssigkristallen ist daher die Nutzung hochgütiger Leitertopologien vorteilhaft.

Ungünstig ist die benötigte galvanische Trennung der Hohlleiterwände und die bei der vollständigen Füllung nicht optimale LC-Orientierung. Darüber hinaus ist die elektrische Feldstärke bei der horizontalen LC-Ausrichtung in der Mitte des Hohlleiters sehr gering (Abbildung 5.30, rechts). Allerdings besitzt die TE₁₀-Mode in diesem Bereich ihre höchste elektrische Feldstärke, sodass der mittige Flüssigkristall besonders stark in die effektive Permittivität eingeht. Da die LC-Orientierung dort besonders langsam ist, führt dies durch die hohe Wichtung im Umkehrschluss zu einer langen Steuerzeit.

Eine deutliche Verbesserung wird erreicht, wenn die Aussteuerung mithilfe einer Elektrodenstruktur umgesetzt wird. Wesentlich ist, dass die einzelnen Segmente den Potentialverlauf eines Parallelplattenkondensators in beide Richtungen emulieren können, wie es in Abbildung 5.32 dargestellt ist. Wird der Abstand zwischen den Elektroden gleich ihrer Breite gewählt, erhöht sich auf diese Weise die Steuerbarkeit bei einer linearen Spannungsbelegung mit wenigen Segmenten auf etwa 90 % gegenüber der idealen LC-Ausrichtung in beide Richtungen. Dabei wird das LC-Direktorfeld umso homogener, je mehr Elektrodenbahnen vorhanden sind.

Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung ergibt sich aus der vergleichsweise einfachen Spannungsbelegung der Elektroden gemäß Abbildung 5.32c. Dabei werden die zwei äußeren, sich diagonal gegenüberliegenden Elektroden mit einer zeitlich unveränderlichen Referenzspannung U_{Ref} belegt. Sie entspricht dem Höchstwert der Steuerspannung U_G . Die Steuerleitungen

an der unteren und oberen Hohlleiterwand sind jeweils durch hochohmige Widerstände R_0 miteinander verbunden. Für eine kontinuierliche Steuerung ist somit lediglich eine variable Spannung U_G und ihre Inversen notwendig.

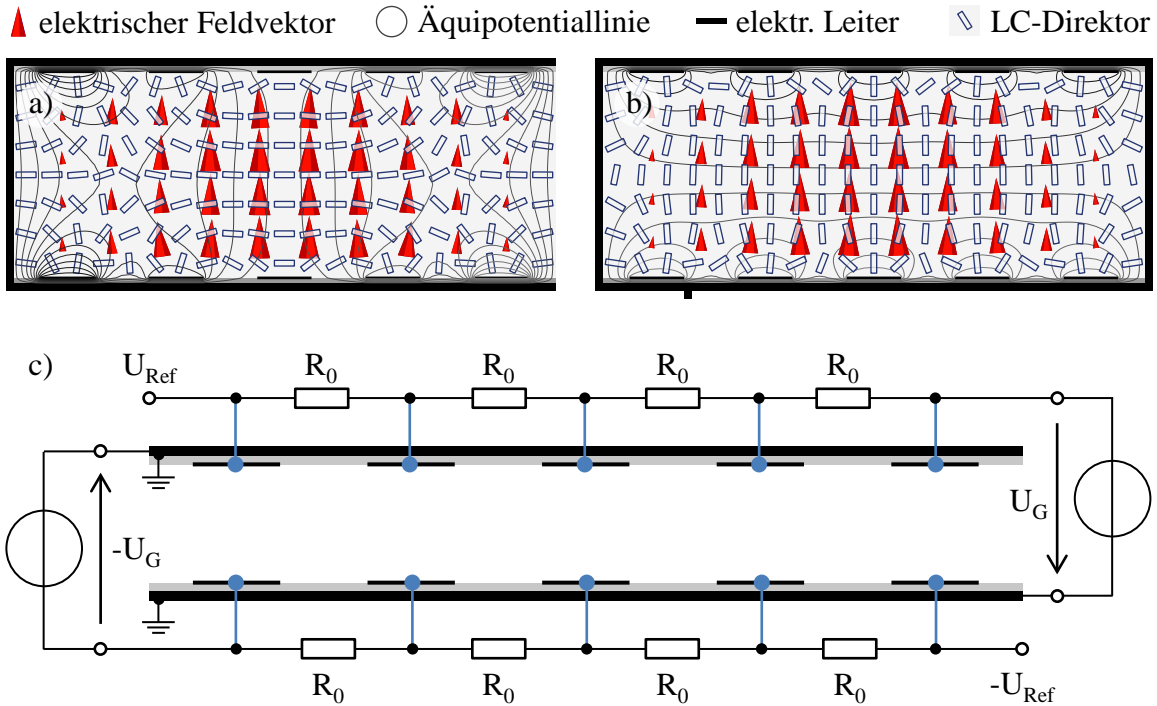


Abb. 5.32: Mit Elektrodenbahnen gesteuerte LC-Ausrichtung in einem Rechteckhohlleiter. Oben sind die beiden Endzustände bei einer entsprechenden Spannungsbelegung der Steuerleitungen dargestellt (a,b). Darunter ist eine mögliche Verschaltung der Elektroden abgebildet (c).

Zur Veranschaulichung des Steuerkonzepts ist in Abbildung 5.33 die Spannungsbelegung an den Elektroden anhand vier verschiedener LC-Ausrichtungen dargestellt. Wird U_G gleich der Referenzspannung U_{Ref} gewählt (Abbildung 5.33a), stellt sich bei allen Elektroden innerhalb einer horizontalen Ebene der gleiche Spannungswert ein. In diesem Fall sind beispielsweise alle oberen Steuerleitungen mit U_{Ref} , die darunter mit $-U_{\text{Ref}}$ belegt. Das resultierende Steuerfeld richtet die Direktoren im Wesentlichen parallel zum elektrischen Feld der quasi-TE₁₀-Mode aus.

Bei einem gewählten U_G kleiner als U_{Ref} stellt sich aufgrund der Widerstände R_0 ein linearer Spannungsabfall zwischen den Steuerelektroden ein (Abbildung 5.33b,c). Dadurch wird im Mittel eine schräge Ausrichtung der LC-Direktoren erzwungen und durch die geeignete Vorgabe von U_G die Einstellung beliebiger Zwischenzustände ermöglicht.

Der zweite Endzustand wird erreicht, wenn U_G zu $-U_{\text{Ref}}$ gewählt wird. In diesem Fall führt das Steuerfeld zu einer horizontalen LC-Orientierung. Bezogen auf den quasi-TE₁₀-Mode ist die effektive Permittivität des Hohlleiters in diesem Zustand am kleinsten.

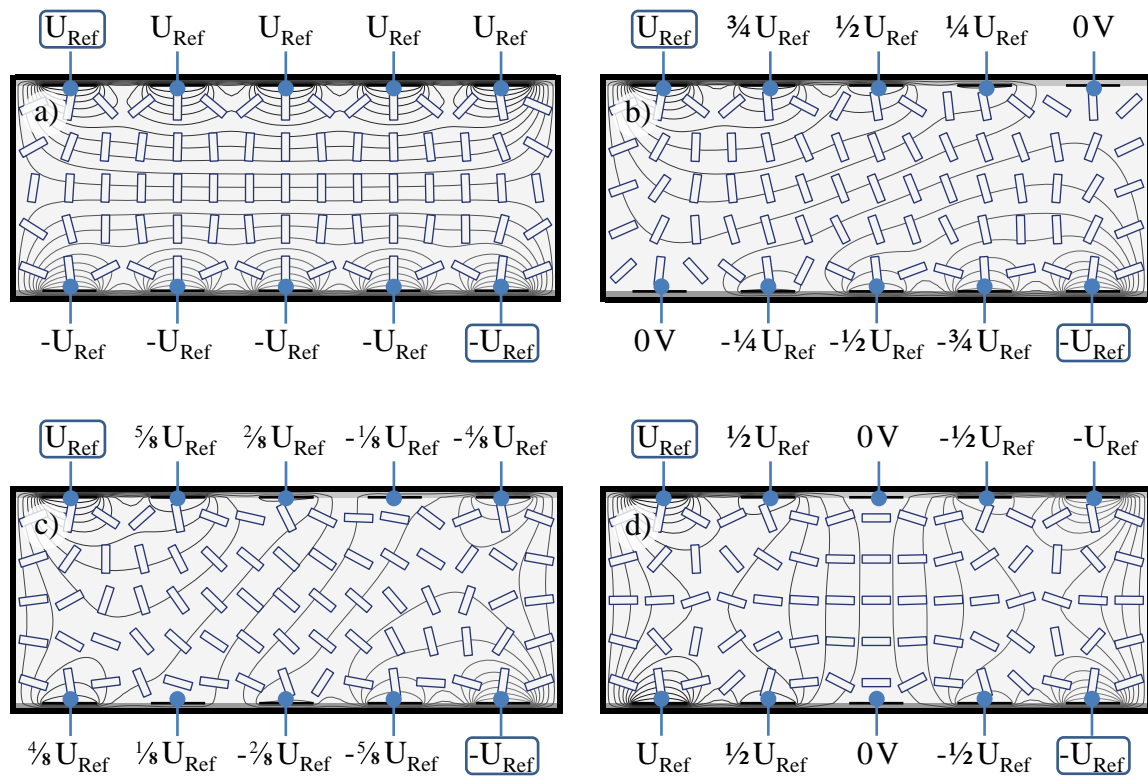


Abb. 5.33: Direktororientierung bei vier verschiedenen Spannungen U_G .

Im Gegensatz zur ersten Ausführung der Steuerung durch die galvanisch getrennten Hohlleiterwände ist das elektrische Steuerfeld bei dieser Variante vergleichsweise homogen im LC-Volumen verteilt. Dadurch wird zum einen die Steuerbarkeit verbessert und zum anderen die Schaltgeschwindigkeit erhöht. Sie hängt bei diesem Steuerkonzept neben den materialspezifischen Eigenschaften auch von der verwendeten Spannung ab und kann daher bei Wahl hoher Steuerspannungen entsprechend reduziert werden.

5.3.6 Planare Leitungstopologien mit elektrischer Steuerung

Nachdem im obigen Abschnitt die Ausrichtung der LC-Direktoren mittels einer rein elektrischen Steuerung vorgestellt wurde, wird im Folgenden kurz die Anwendbarkeit dieser Technik auf planare Leitungstopologien untersucht. Der Vorteil liegt wie bei der vorherigen Topologie in der Erhöhung der Schaltgeschwindigkeit.

Eine mögliche Ausführungsform ist in Abbildung 5.34 dargestellt. Sie besteht aus zwei diagonal gegenüberliegenden massiven Leitern, die das HF-Feld führen. Deren Anordnung entspricht einer unsymmetrischen Zweibandleitung. Jeweils darunter und darüber befindet sich eine resistive Leiterbahn. Sie ist für die folgenden Betrachtungen als „unsichtbar“ für das HF-Feld angenommen, wie es beispielsweise bei Verwendung dünner Megaohm ($M\Omega$)-Pasten erreicht werden kann. Die resistiven Leitungen ermöglichen ihre Belegung mit einem

vorgegebenen Gleichspannungspotential, verhalten sich gegenüber dem HF-Feld (aufgrund ihrer sehr geringen Leitfähigkeit) aber näherungsweise wie ein dünnes Dielektrikum.

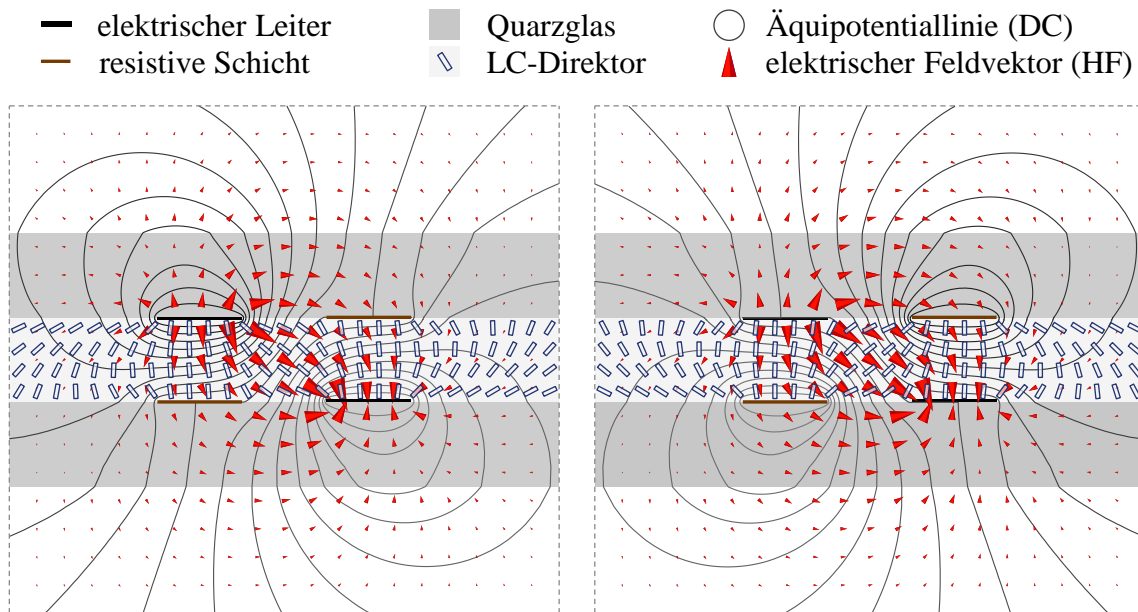


Abb. 5.34: Direktororientierung und HF-Feld der unsymmetrischen Zweibandleitung mit zwei resistiven Leiterbahnen. Rechts ist die LC-Aussteuerung mit einer positiven und negativen Spannung an den resistiven Schichten dargestellt. In der linken Abbildung liegt die Spannung an den HF-Leitern an.

Nachteilig ist die geringere Ausnutzung der Steuerbarkeit des Flüssigkristalls, da dessen Ausrichtung in unmittelbarer Nähe der Leiterbahnen aufgrund der elektrischen Randbedingung kaum verändert wird. Da die dielektrischen LC-Verluste in diesen Regionen im Wesentlichen von der langen LC-Achse bestimmt werden, ist deren Auswirkung auf die Leitungsämpfung gering, allerdings führt die verkleinerte Steuerbarkeit zu einer Verringerung der erreichbaren Phasenschieberperformanz.

In Abbildung 5.35 ist eine weitere rein elektrisch steuerbare Leitungstopologie zu sehen. Die signalführende Streifenleitung befindet sich über einer geschlitzten Massefläche und ist von zwei resistiven Bahnen umgeben. Eine dritte resistive Bahn ist im Schlitz der Massefläche eingefügt. Auch bei dieser Anordnung kann die LC-Aussteuerung nicht voll ausgenutzt werden, sie stellt aber eine Verbesserung gegenüber der oberen Variante dar.

Bei Verwendung der elektrisch steuerbaren planaren Strukturen hängen die Verluste zum einen von den dielektrischen Verlusten ab. Dabei ist günstig, dass der nicht steuerbare LC-Bereich stets entlang des HF-Feldes ausgerichtet ist. Auf diese Weise sind tatsächlich nur die zur Steuerbarkeit beitragenden LC-Sektionen signifikant daran beteiligt. Aufgrund der verringerten Steuerbarkeit ist die erreichbare Phasenschiebergüte wegen der zusätzlichen metallischen Verluste trotzdem deutlich reduziert. Sie können aber durch eine entsprechende Erhöhung der Leiterabstände verkleinert werden. Wird eine LC-Schichtdicke von 200 μm

gewählt, ist bei Verwendung von TUD-566 eine elektrische Performanz über $100^\circ/\text{dB}$ mit den planaren Topologien möglich. Dabei wurde in den Simulationen angenommen, dass die resistiven Schichten keinen Einfluss auf das HF-Feld ausüben.

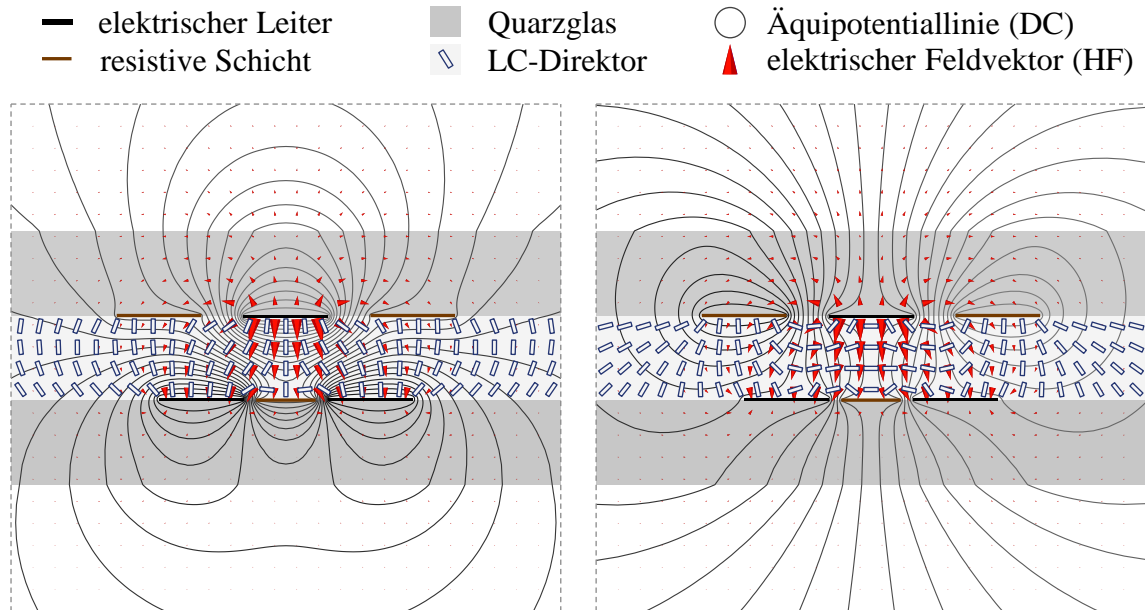


Abb. 5.35: *Direktororientierung und HF-Feld der Mikrostreifenleitung mit Masseschlitz und drei resistiven Leiterbahnen. Links ist die LC-Aussteuerung mit einer positiven und negativen Spannung an den resistiven Schichten dargestellt. In der rechten Abbildung liegt die Spannung an den HF-Leitern.*

Insgesamt zeigen die in diesem Kapitel untersuchten Leitertopologien sowohl bezüglich ihrer Steuerbarkeit, als auch in ihrer erreichbaren Performanz große Unterschiede. So ist von den planaren Strukturen die invertierte Mikrostreifenleitung hinsichtlich beider Parameter die beste Wahl zur Umsetzung von LC-basierten Mikrowellenphasenschiebern. Alternative Ausführungen wie die Koplanar- oder Streifenleitung mit Massefläche sind prinzipiell weniger gut geeignet, erlauben aber die einfache Ausführung von dünnen kapazitiven Leiterabschnitten. Sie können zum Aufbau schnell schaltbarer „Loaded Line“-Phasenschieber verwendet werden.

Die Finleitung ermöglicht bei entsprechender Auslegung ebenfalls die Realisierung hochperformanter Verzögerungsleitungen, ist aber aufgrund der äußeren Abschirmung deutlich voluminöser. Sie ist bei einer vorgegebenen LC-Schichtdicke von allen hier untersuchten Streifenleitertopologien die geeignetste. Ist bei Verwendung eines Steghohlleiters der Steg galvanisch von den Hohlleiterwänden getrennt, ermöglicht er von allen TEM-Leitungen die beste Ausnutzbarkeit der Flüssigkristalle.

Die höchste Phasenschieberperformanz lässt sich aufgrund der geringsten metallischen Verluste mit einem Hohlleiter erzielen. Da bei dieser Leitungstopologie das LC-Volumen sehr groß ist, kann dessen Steuerung nicht mehr über Oberflächenverankerungen wie bei der Verwendung von Polyimidfällen erfolgen, sondern er benötigt neue Steuerkonzepte, wie sie oben vorgestellt

wurden. Gleichzeitig ist sie zusammen mit dem Steghohlleiter die voluminöseste und benötigt einen zusätzlichen hohen technologischen Aufwand zur Umsetzung der Elektroden. Ihr Vorteil liegt in der theoretisch erreichbaren Performanz. Sie übersteigt alle der bislang bekannten elektronisch und kontinuierlich abstimmbaren Phasenschieber der Mikrowellentechnik.

Die Übertragung dieses Schaltkonzepts auf planare Strukturen erlaubt auch für diese Leitungen eine Verringerung ihrer Schaltzeit, reduziert aber gleichzeitig deren erreichbare Steuerbarkeit. Werden die Steuerelektroden geeignet ausgeführt, kann mit ihnen trotzdem eine sehr hohe Phasenschiebergüte erreicht werden. Die Vorteile der flachen, kostengünstigen Umsetzung bleiben dabei bestehen.

LC-basierte Mikrowellenphasenschieber, die in beide Richtungen rein mit elektrischen Feldern gesteuert werden, sind aus der Literatur noch nicht bekannt. Einige Möglichkeiten zu deren Umsetzung werden im folgenden Kapitel diskutiert und messtechnisch evaluiert.

Kapitel 6

Flüssigkristall-basierte Leitungsphasenschieber

In den vorangegangenen Kapiteln wurde neben den allgemeinen Grundlagen für den Entwurf steuerbarer Schaltungen ein Analysewerkzeug für LC-gefüllte Wellenleiter entwickelt. Zusammen mit den im vierten Kapitel vorgestellten Ergebnissen der Materialcharakterisierung ermöglicht dies eine Optimierung beliebiger Leitertopologien.

Darauf aufbauend wird im Folgenden die Eignung LC-basierter Verzögerungsleitungen als Kernkomponente schwenkbarer Gruppenantennen für Nachrichtensatelliten im Ka-Band untersucht. Einige technisch bedeutende Anwendungsfälle sind das „*Tracking*“ eines anderen Satelliten oder die Verschiebung des „*Footprints*“, d. h. der Ausleuchtungszone einer Antenne.

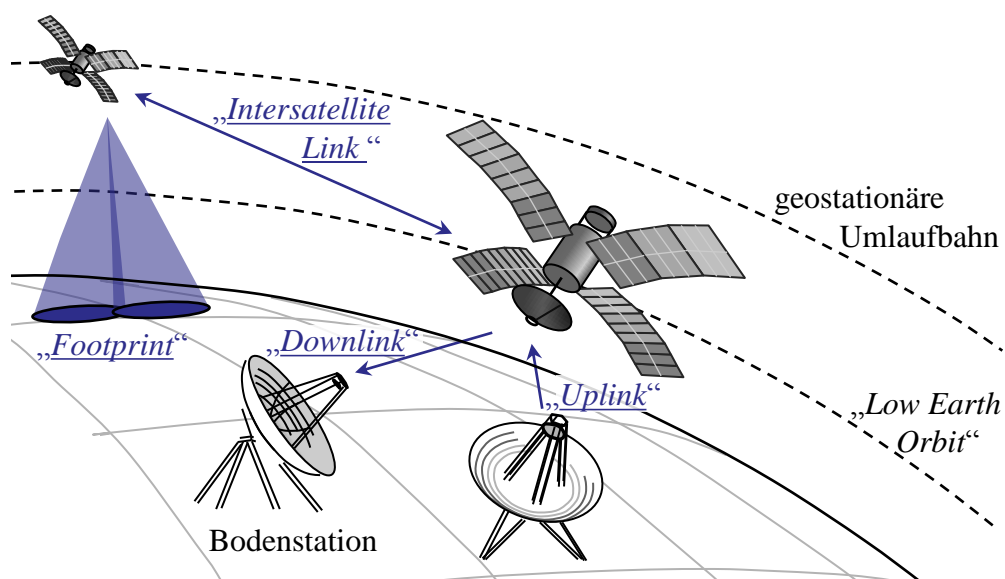


Abb. 6.1: Anwendungen steuerbarer Antennen in der Satellitenkommunikation.

Die Verwendung der elektrisch steuerbaren LC-Phasenschieber für deren Umsetzung ist ökonomisch reizvoll, da motorgestützte Ausführungen nach gegenwärtigem Stand der Technik ein hohes Gewicht und Volumen benötigen. Darüber hinaus bietet der elektrische Schwenk einen funktionalen Vorteil für sogenannte „*Multi-Beam*“-Antennen, da die Richtung jedes Strahls unabhängig voneinander eingestellt werden kann. Auf diese Weise können Signale von einer Bodenstation empfangen und gleichzeitig an wählbare andere Stationen gesendet werden. Mit einer mechanisch schwenkbaren Antenne ist dies nicht möglich.

Im Vergleich zu herkömmlichen Technologien für steuerbare Mikrowellenkomponenten wie BST- oder MMIC-Lösungen ermöglichen die Flüssigkristallphasenschieber eine bessere elektrische Performanz. MEMS bieten eine sehr hohe Temperaturstabilität und Steuerbarkeit bei geringen Verlusten, jedoch ist ihre Verwendbarkeit aufgrund ihrer begrenzten Lebensdauer eingeschränkt. Der größte Nachteil von leitungsbasierten LC-Mikrowellenphasenschiebern hingegen, ihre relativ langsame Schaltzeit, ist für die oben genannten Anwendungen weniger entscheidend, da beispielsweise das Nachführen des Antennenstrahls auf ein bewegtes, aber sehr weit entferntes Objekt, keine hohe Geschwindigkeit erfordert. Andererseits steht der Nutzung von Flüssigkeiten im Satellitenbereich deren sicherer Einschluss über einen weiten Temperaturbereich innerhalb der HF-Komponente als zusätzliche Problemstellung gegenüber.

Eine potenzielle Möglichkeit zur Umsetzung hermetisch abgeschlossener Kavitäten innerhalb eines HF-tauglichen Materialsystems bietet die „*Multilayer Low Temperature Cofired Ceramics*“ (LTCC)-Technologie. Die Keramik ist mechanisch stabil und erlaubt eine dreidimensionale Strukturierung mithilfe von Leit-, Widerstands- oder kapazitiven Pasten zwischen den Lagen und füllbaren Durchgangslöchern (Vias) als deren Verbindungselemente.

Die guten HF-Eigenschaften mikrowellenoptimierter Flüssigkristalle ermöglichen zusammen mit den Vorteilen der LTCC die Herstellung besonders kompakter, steuerbarer Komponenten. Dadurch kann neben den Phasenschiebern auch die benötigte Ansteuerelektronik zusammen mit Antennenelementen innerhalb eines Moduls integriert werden.

Ein zusätzlicher, über Anwendungen für die Satellitentechnik hinausgehender Vorteil der Integration in eine der HF-Standardtechnologien besteht in der Entwicklung vergleichsweise kostengünstiger Ausführungsformen derartiger Phasenschieber oder Gesamtmodule.

Aufgrund dieses Potenzials wurde die Eignung von steuerbaren und LTCC-integrierten LC-gefüllten Verzögerungsleitungen im Rahmen des vom DLR geförderten BMWF-Projektes „*Liquida*“ in Zusammenarbeit mit der IMST GmbH, W. C. Heraeus GmbH, Merck KGaA und der Bundesanstalt für Materialforschung (BAM) untersucht.

Verfolgt wurden dabei zwei verschiedene Konzepte. Zum einen die Ausführung in Form quasi-planarer Leitertopologien, wie sie in bisherigen Veröffentlichungen verwendet wurden. Zum anderen die eines im LTCC vergrabenen, LC-gefüllten Rechteckhohlleiters, der aufgrund seiner Struktur eine bessere elektrische Performanz und Steuerbarkeit verspricht. Um die Vorteile der Hohlleitertopologie auszunutzen, erfolgt die gezielte Ausrichtung des Flüssigkristalls mithilfe des elektrischen, quasi-orthogonalen Steuerfelds, wie es in Kapitel 5.3.5 vorgestellt wurde.

Die Entwicklung dieser Komponenten und deren Messergebnisse um die Betriebsfrequenz von 30 GHz sowie einer darauf basierten, steuerbaren Antenne werden nachfolgend beschrieben. Abschließend wird auf die ersten Ausführungen der Umsetzung nur teilweise LC-gefüllter Hohlleiter eingegangen, deren Topologie besonders verlustarme, d. h. hochperformante Ausführungen von Phasenschiebern ermöglicht.

6.1 Planare Topologien Flüssigkristall-basierter Leitungsphasenschieber in LTCC-Technologie

Da die LTCC-Technologie vielfältige Gestaltungsmöglichkeiten erlaubt, wurden die Eigenschaften verschiedener Wellenleitertopologien mit der Inhouse-Software *SimLCwg* (siehe Kapitel 5) untersucht. Sie unterscheiden sich von den bereits im vorangegangenen Kapitel betrachteten Strukturen, um die Vorteile des Mehrlagensystems bestmöglich auszunutzen.

Abbildung 6.2 stellt eine Auswahl möglicher Wellenleiter dar, deren Umsetzung mittels LTCC-Technologie erfolgen kann.

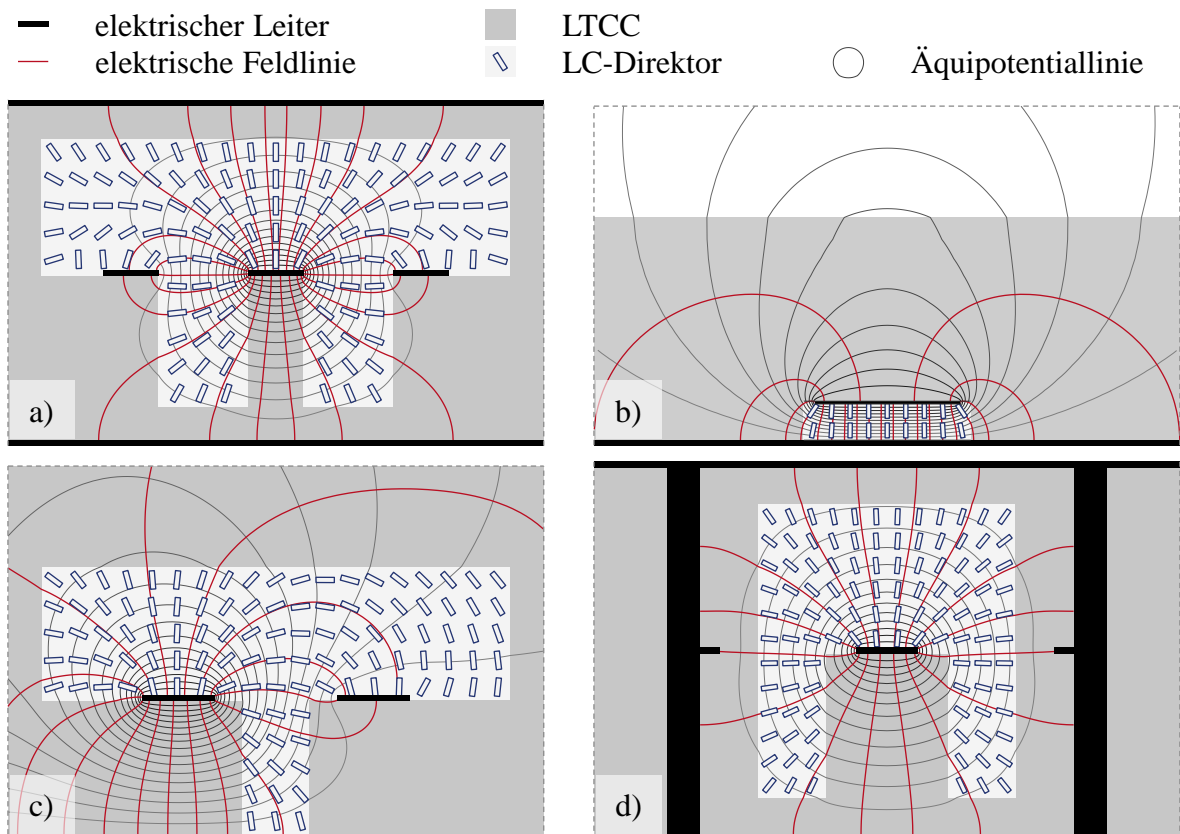


Abb. 6.2: Darstellung verschiedener Leitertopologien in LTCC-Technologie: a) „Double Grounded“-CPW, b) invertierte Streifenleitung, c) koplanare Streifenleitung und d) rechteckiger Koaxialleiter (mit Viasreihen).

Für deren Umsetzung standen mit CT707 und CT800 zwei verschiedene Materialsysteme zur Verfügung. Die Simulationen wurden deshalb mit den LTCC-Permittivitäten $\varepsilon_{r,CT707} = 6,13$ und $\varepsilon_{r,CT800} = 7,37$ (siehe Kapitel 4.3.1) durchgeführt.

Bei den Untersuchungen wurde lediglich die Steuerbarkeit bewertet, da die erreichbare Performanz der LTCC-Strukturen sehr stark von der elektrischen Leitfähigkeit der verwendeten Metallisierungspasten und deren Rauigkeit abhängig ist. Deshalb kann insbesondere bei Verwendung mikrowellenoptimierter LCs davon ausgegangen werden, dass Strukturen mit höherer Steuerbarkeit tendenziell auch zu höheren *FoM*-Werten führen, da die benötigte Leiterlänge und somit der Einfluss der metallischen Verluste in gleichem Maße abnimmt. Dabei wird vereinfachend angenommen, dass sich im Grundzustand aufgrund der Oberflächenverankerung an der rauen Keramik eine Orientierung einstellt, die dem Minimum der freien Energie entspricht. Dies wird durch eine Ausrichtung der LC-Direktoren in Ausbreitungsrichtung des elektromagnetischen Feldes erreicht. Auf die Eigenschaften der ersten drei Topologien aus Abbildung 6.2 wird im Folgenden kurz eingegangen.

In den oberen zwei Darstellungen aus Abbildung 6.3 sind das elektrische und magnetische Feld der nutzbaren Gleichtaktmode einer Schlitzleitung mit Massefläche dargestellt.

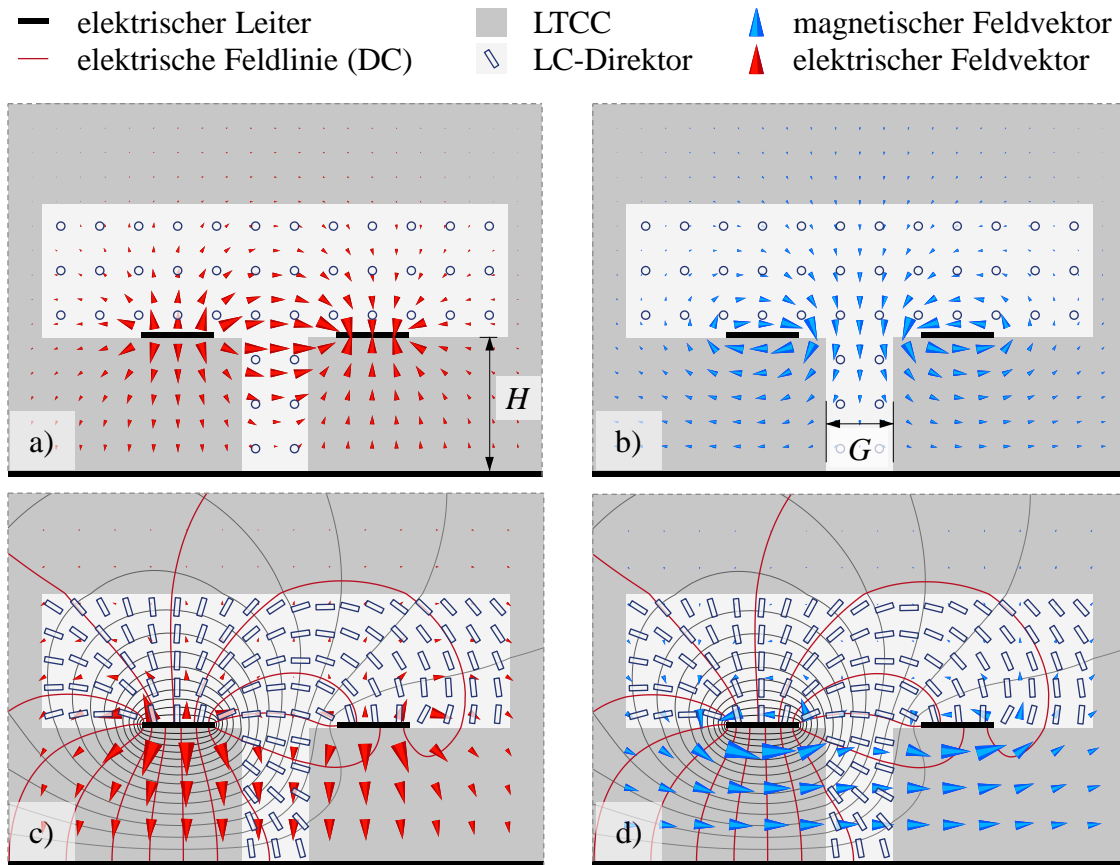


Abb. 6.3: *Eigenmoden der Schlitzleitung mit Massefläche: a) elektrisches und b) magnetisches Feld der Gegentaktmode sowie der Gleichtaktmode (c und d).*

Der Flüssigkristall befindet sich zwischen und oberhalb der beiden Streifenleiter, die auf einer geschlitzten LTCC-Fläche aufgebracht sind.

Die Massefläche auf der Unterseite dient der Abschirmung, damit das Streufeld der quasi-TEM-Mode nicht von einer späteren Messanordnung beeinflusst wird. Der Nachteil besteht in der Ausprägung der TEM-Gegentakmode (Abbildung 6.3c,d), deren Ausbreitungskonstante im Wesentlichen durch die LTCC-Permittivität bestimmt wird. Sie ist daher immer etwas höher als die der Nutzmode. Um sie zu unterdrücken, muss die Massefläche mit einem der oberen Streifenleiter über Vias kurzgeschlossen werden.

Die Steuerbarkeit hängt überwiegend vom Abstand des Leiters zur LTCC-Kante und von der Schlitzbreite ab. Darüber hinaus müssen die Leiter schmal sein, da sich ansonsten das elektrische Feld stärker zwischen der unteren Massefläche und den Leitern konzentriert, wodurch die Steuerbarkeit deutlich sinkt. Die Leiterdicken sind technologisch durch die verwendeten Pasten bei der Siebdrucktechnik vorgegeben und betragen etwa $10\text{ }\mu\text{m}$ nach dem Sintern der Keramik.

Im Vergleich mit der in Kapitel 5.3.2 diskutierten Ausführungsform der koplanaren Streifenleitung profitiert die LTCC-Variante von der Möglichkeit einen zusätzlichen LC-befüllten Bereich zwischen beiden Streifenleitern einzuführen. Demgegenüber steht die höhere Permittivität der Keramik. Deshalb sind bei dieser Topologie nur bei sehr kleinen G/H -Verhältnissen hohe Steuerbarkeiten erreichbar, da sich ein Großteil der Feldenergie im nicht steuerbaren Material befindet. Wird bei gleichbleibender Breite G des Spaltes der Abstand H der Signalleitung zu den Masseflächen verringert, konzentriert sich das Feld immer stärker in den LTCC-Lagen dazwischen, weshalb die Steuerbarkeit entsprechend sinkt. Dieser Zusammenhang ist für verschiedene Permittivitäten in Abbildung 6.4 dargestellt.

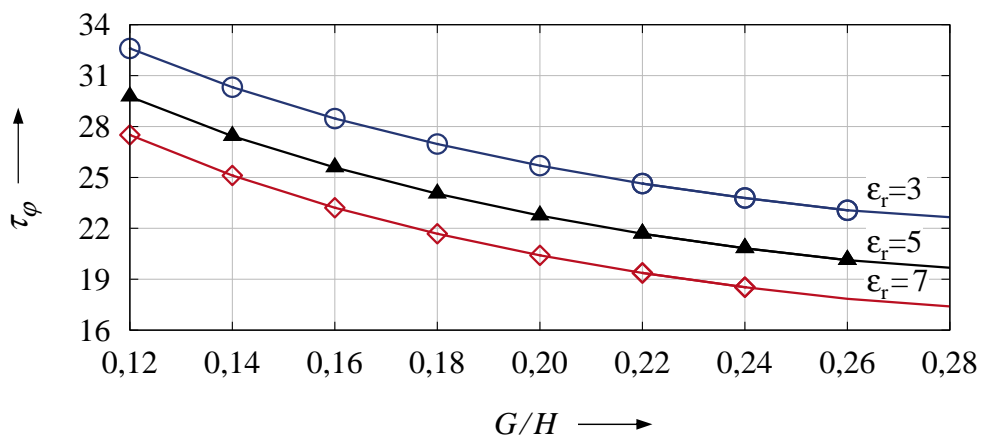


Abb. 6.4: Steuerbarkeit τ_φ der koplanaren LTCC-Streifenleitung.

Aufgrund technologiebedingter Beschränkungen wie Mindestabständen zwischen den Streifenleitern und den LTCC-Kanten wird die Steuerbarkeit zusätzlich verringert.

Eine Struktur mit ähnlichen Eigenschaften ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Ausrichtung

des Flüssigkristalls kann hier jedoch rein durch elektrische Felder erfolgen. Dadurch hat diese Anordnung den Vorteil, dass die Schaltzeit deutlich verringert werden kann. Darüber hinaus stellt sich in jedem Zustand eine klar definierte Direktorverteilung ein.

Der Nachteil der rein elektrischen Steuerung für quasi-planare Strukturen liegt in der schlechteren Ausnutzung der Steuerbarkeit. Dies ist darauf zurückzuführen, dass wegen der elektrischen Randbedingungen in der unmittelbaren Umgebung der Leiter die Ausrichtung der Direktoren kaum beeinflusst wird. Es entstehen somit immer Gebiete, in denen der LC zwar zu den dielektrischen Verlusten beiträgt, aber nur wenig zur Steuerbarkeit.

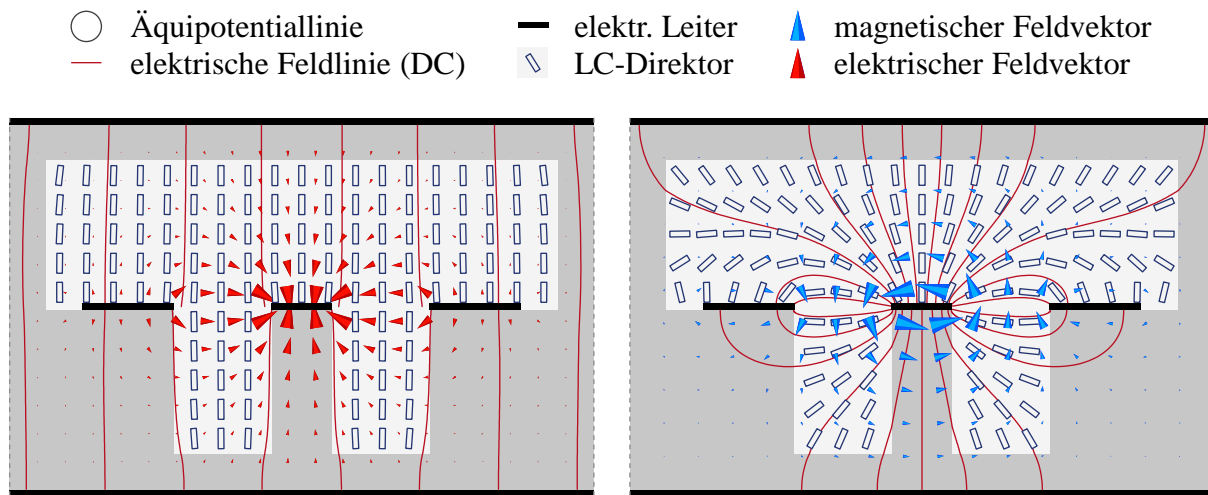


Abb. 6.5: Eigenmoden der Kopplanarleitung mit Masseflächen.

Werden die vom Feld durchsetzten, aber kaum zur Steuerbarkeit beitragenden Flüssigkristallbereiche durch ein nicht steuerbares, verlustärmeres Dielektrikum ersetzt (Abbildung 6.6), kann sich die Performanz der elektrisch gesteuerten Wellenleiter erhöhen. Voraussetzung dafür ist, dass die Leiter- und dielektrischen Verluste der nicht steuerbaren Materialien gering gegenüber den LC-Verlusten sind. Dabei ist zu beachten, dass insbesondere Dielektrika hoher Permittivität die erreichbare Steuerbarkeit zusätzlich verringern.

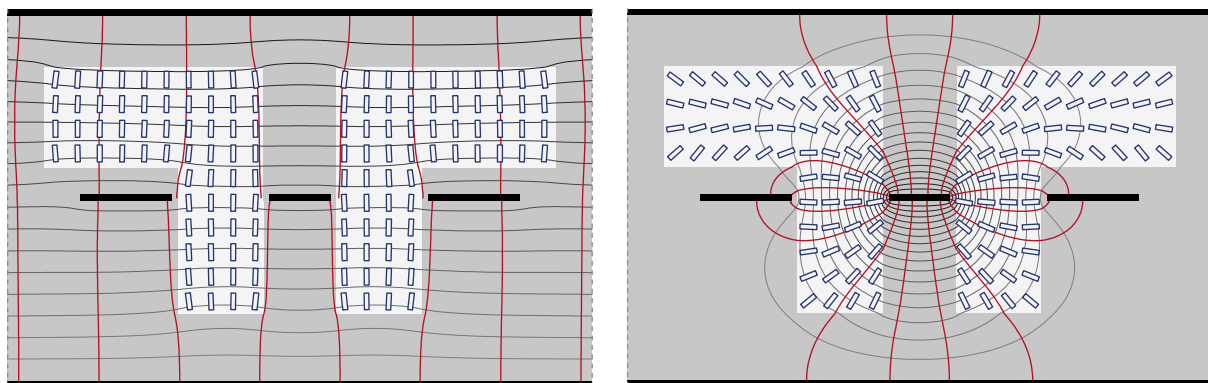


Abb. 6.6: Darstellung einer modifizierten Kopplanarleitung mit Masseflächen.

Aufgrund der notwendigen galvanischen Trennung der Leiter ergibt sich bei dieser Art der elektrischen Steuerung eine zusätzliche Problematik, da die Feldenergie der Nutzmode in eine der anderen drei ebenfalls ausbreitungsfähigen TEM-Moden übertragen werden kann.

Eine weitere mögliche Ausführungsform ist die bereits ausführlich in Kapitel 5.1 diskutierte Mikrostreifenleitung. Die Steuerung erfolgt wie bei den obigen Strukturen durch Anlegen einer Spannung an den Signalleiter und der damit verbundenen Ausrichtung der LC-Direktoren entlang der Feldlinien des elektrischen Steuerfelds.

Bedingt durch die Anforderungen an die mechanische Stabilität während des Drucksinterns ist die Breite der Kavität gegenüber den bisher untersuchten invertierten Mikrostreifenleitungen eingeschränkt.

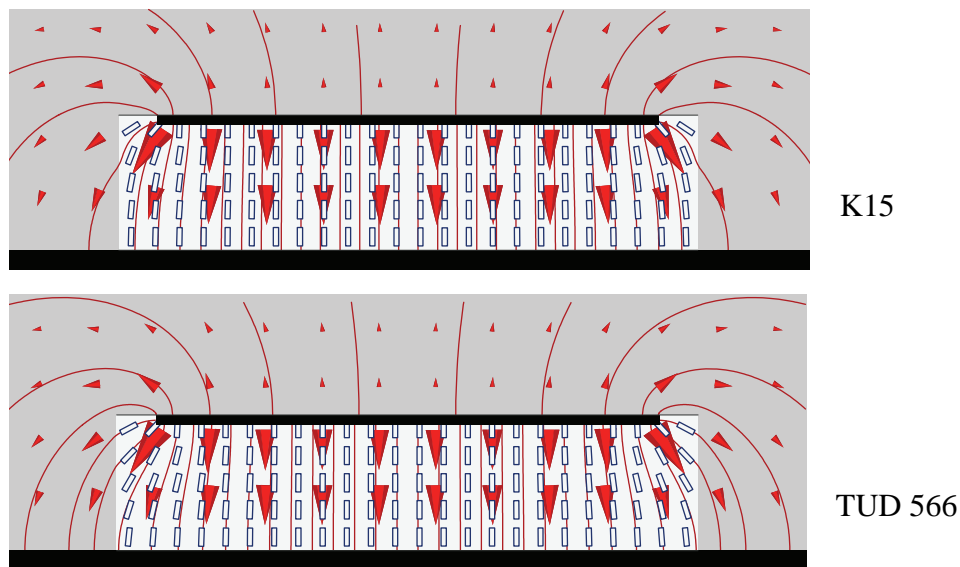


Abb. 6.7: Direktorfeld des invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers mit angelegter Steuerspannung.

Da die erreichbare Steuerbarkeit aufgrund der kanalartigen Form verringert wird, wurde die Breite der Leiterbahn vergrößert, um diesen Effekt etwas auszugleichen. Ein zusätzlicher Vorteil des breiten Leiters besteht in der geringeren Empfindlichkeit des Steuerverhaltens gegenüber möglichen Ausgangsorientierungen (ohne Steuerspannung) entlang der z -Richtung oder innerhalb der Querschnittsebene. Die Leitungsimpedanz einer derartigen IMSL-Ausführung beträgt etwa $28\,\Omega$ im voll ausgesteuerten Zustand.

Wegen des Materialübergangs ergibt sich bei Flüssigkristall, dessen DC-Permittivität sich deutlich von derjenigen bei 30 GHz unterscheidet, eine Vergrößerung der Nichtparallelität zwischen HF- und DC Feld. Sie spiegelt sich vor allem in Nähe des Übergangs von LC zur Keramik wieder. Trotzdem zeigt der LTCC-IMSL-Phasenschieber dieser Ausführung die beste Eignung unter den planaren Verzögerungsleitungen, da er innerhalb der untersuchten Strukturen die höchste Steuereffizienz besitzt. Darüber hinaus sind die metallischen Verluste im Vergleich zu anderen planaren TEM-Wellenleitern geringer.

6.1.1 Aufbau eines Flüssigkristall-basierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers in LTCC-Technologie

Nach der Bestimmung geeigneter geometrischer Abmaße der vollständig im LTCC vergrabenen Leitung muss sie zur messtechnischen Charakterisierung auf einen von außen erreichbaren Anschluss herausgeführt werden. Hierzu wurde die Koplanarleitung ($50\ \Omega$) gewählt, die sich auf der Oberseite des Moduls befindet. Sie dient der späteren Kontaktierung mit „Ground-Signal-Ground“ (GSG)-Messspitzen.

Um die bestmögliche Phasenschiebergüte zu erhalten, muss die Auslegung des in Abbildung 6.8 dargestellten Übergangs um die Betriebsfrequenz von 30 GHz reflexionsarm erfolgen.

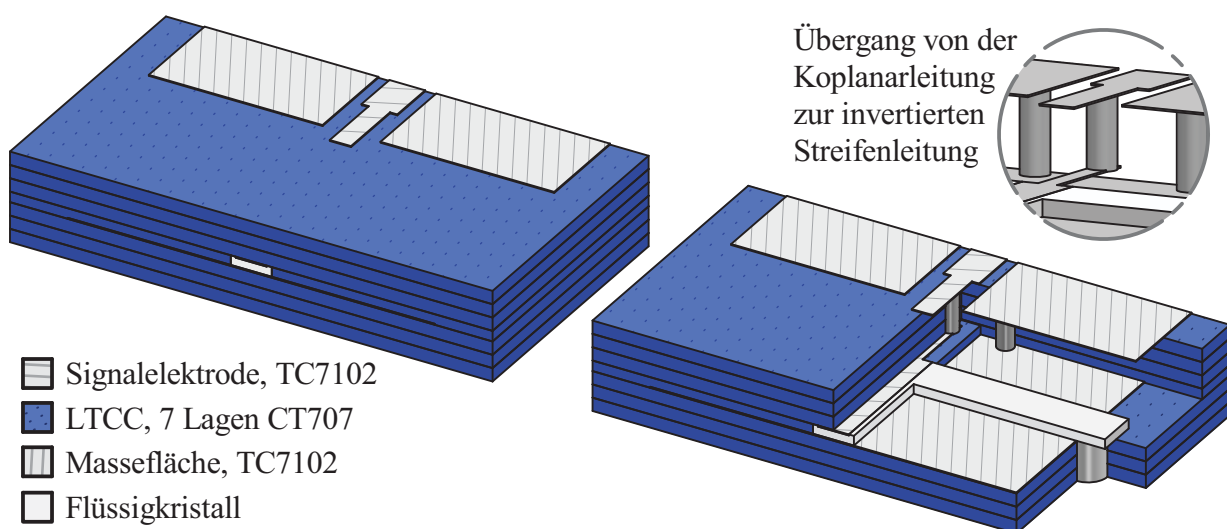


Abb. 6.8: Übergang der Koplanarleitung ($50\ \Omega$) auf den Flüssigkristall-befüllten invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschieber. Der Abstand der beiden Außenkanten der CPW-Masseflächen beträgt 4 mm, bei einer Länge von jeweils einem Millimeter. Die Breite des Mittelleiters ist $180\ \mu\text{m}$ und der Abstand der beiden zum Signalleiter zeigenden Kanten der Masseflächen $400\ \mu\text{m}$.

Zur Herstellung dieser Struktur wurde das hochfrequenztaugliche LTCC-Materialsystem CT707 von Heraeus gewählt. Diese Keramik ermöglicht aufgrund der geringeren Permittivität (siehe Kapitel 4.3.1) im Vergleich zu CT800 eine höhere Steuerbarkeit bei moderaten dielektrischen Verlusten.

Der Übergang in die vergrabene Streifenleitung erfolgt über drei Vias. Die beiden äußeren verbinden die links- und rechtsseitigen CPW-Masseflächen mit der Flächenmetallisierung unterhalb der Mikrostreifenleitung. Das mittlere Via stellt einen galvanischen Kontakt zwischen der mittleren Koplanar- und der IMSL-Signalelektrode her (siehe Abbildung 6.8). Zur Füllung der Vias und für die Flächenmetallisierungen wurden dafür TC7101 und TC7102, zwei Heraeus-Goldpasten, verwendet.

Eine schematische Darstellung des aus sieben LTCC-Schichten bestehenden Phasenschiebers ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Die Dicke der drei ober- und unterseitigen Lagen beträgt $200\text{ }\mu\text{m}$ im Grünzustand, die der mittleren $120\text{ }\mu\text{m}$. In dieser Folie wird ein Kanal ausgestanzt, der später mit LC befüllt wird. Die sechs umliegenden Lagen verleihen der Struktur die notwendige mechanische Stabilität.

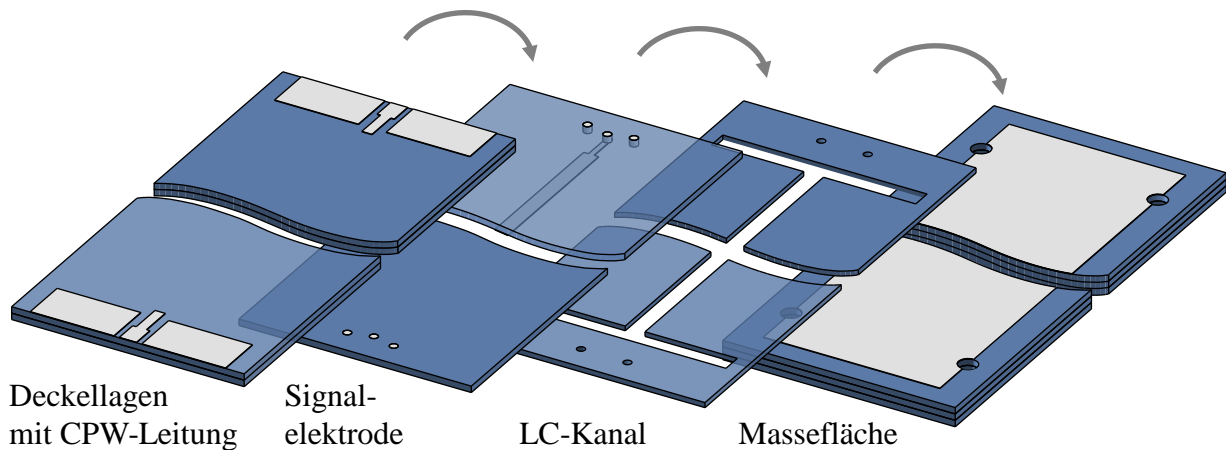


Abb. 6.9: Schematische Darstellung der LTCC-Lagen.

Die Herstellung des Moduls wurde von Heraeus durchgeführt. Auf die einzelnen Folien (Grünlinge) aus Abbildung 6.9 werden gemäß der LTCC-Technologie zuerst die Metallisierungspasten mittels Siebdruckverfahren aufgebracht. Darauf folgt das Stapeln, Laminieren und abschließend das Sintern der Lagen.

Herausfordernd war die Fertigung formstabiler Kanäle ohne Delamination an den Ecken und unerwünschter Wölbungen des Hohlraumes (siehe Abbildung 6.10). Dieses Ziel wurde durch Vorgabe eines geeigneten Laminierdrucks erreicht. Nach Abzug der Metallisierungsschichten beträgt die Kanalhöhe der Phasenschieber etwa $70\text{ }\mu\text{m}$ ($\pm 10\text{ }\mu\text{m}$).

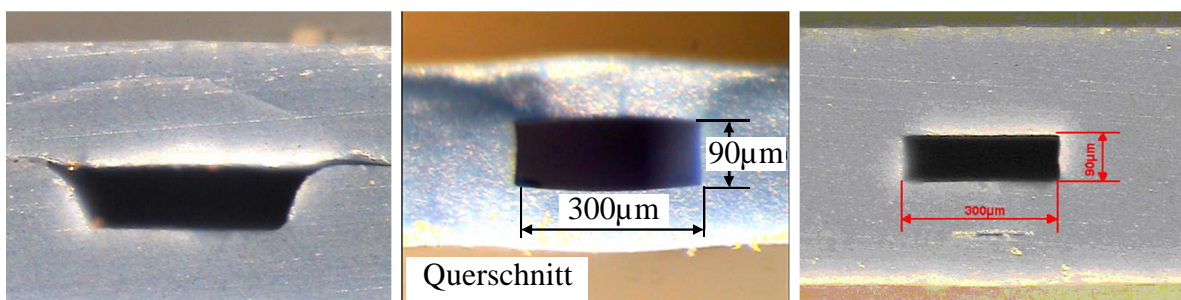


Abb. 6.10: Querschnitte des LTCC-Kanals nach dem Sintern ohne Metallisierungen.
Foto: W. C. Heraeus GmbH.

Um die von Heraeus erhaltenen Module befüllen zu können, wurden im Grünzustand kreisförmige Aussparungen in die drei unteren Lagen gestanzt. Sie befinden sich auf Höhe der

Streifenleitungsenden auf dem Rand der unteren Massefläche, um die elektromagnetische Feldverteilung des CPW-IMSL-Übergangs nicht zu beeinflussen. Ihr Durchmesser beträgt nach dem Sintern etwa $400\text{ }\mu\text{m}$. Wird auf die Befüllöffnungen ein Tropfen Flüssigkristall aufgebracht, zieht er sich durch die Kapillarwirkung in den Kanal, wobei in Abhängigkeit der temperaturabhängigen LC-Viskosität die Keramik hierfür aufgeheizt wurde.

Zur Entlüftung während des Einfüllvorgangs ist mindestens eine weitere Öffnung nötig, die sich am gegenüberliegenden Ende des Kanals befinden muss. Um durch den lateralen Versatz möglicherweise verursachte unsymmetrische Verzerrungen während des Sintervorgangs zu vermeiden, sind sie als vier Öffnungen, jeweils zwei am Anfang und Ende des Phasenschiebers, angeordnet. Nach der Befüllung wurden die Kanäle mit Epoxidharz versiegelt.

Die Fertigung erfolgte mit jeweils drei Verzögerungsleitungen auf einem Modul nach Abbildung 6.11, die zum Teil vereinzelt wurden. Die IMSL-Phasenschieberlänge beträgt bei den folgenden Aufbauten aufgrund technologischer Begrenzungen $58,8\text{ mm}$.

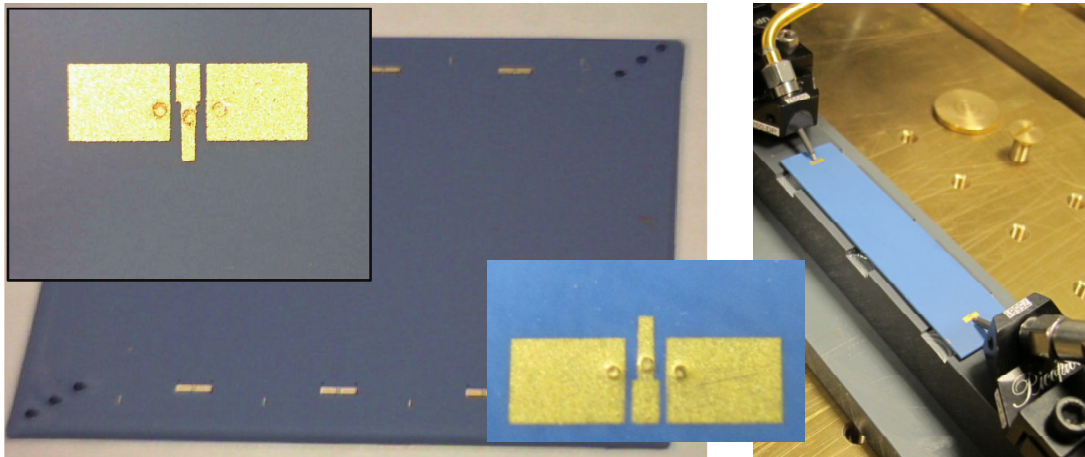


Abb. 6.11: Foto der gefertigten invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschieber in LTTC-Technologie. Auf der rechten Seite ist ein vereinzelter Phasenschieber in der Messfassung, links eine LTCC-Kachel mit drei Komponenten dargestellt. Die Ausschnitte sind Vergrößerungen der CPW-Einkopplung.

6.1.2 Messergebnisse

Die HF-Charakterisierung erfolgte wegen der Modullänge von 70 mm auf einer optischen Bank. Für die Zuführung des HF-Signals auf den CPW-Übergang wurden Gore K-Kabel und Messspitzen von Cascade mit einem Pitchabstand von $450\text{ }\mu\text{m}$ verwendet.

Alle folgenden Messungen wurden mit dem Vektor-Netzwerkanalysator 37397c von Anritsu bei Raumtemperatur aufgenommen, wobei die Ergebnisse bei der IMST GmbH mit einem Gerät der Rhode und Schwarz GmbH verifiziert wurden. In Richtung höherer Temperaturen verringert sich die Steuerbarkeit (vgl. Abbildung 2.6) bei einer gleichzeitigen Erhöhung der Verluste und der Schaltgeschwindigkeit.

Zur Übersichtlichkeit sind die Ergebnisse jeweils nur für den Ausgangs- und den nahezu vollausgesteuerten Zustand abgebildet. Er wird nach dem Anlegen einer entsprechend hohen Spannung an den Mittelleiter der CPW (und darüber auf den Mikrostreifenleiter der Phasenschiebersektion) erreicht. Bei geringeren Steuerspannungen liegen die Streuparameter zwischen diesen Endzuständen.

Streuparameter

Abbildung 6.12 stellt die Ergebnisse eines mit K15 befüllten Phasenschiebers dar. Die elektrischen Eigenschaften nach dem Anlegen einer Steuerspannung von 30 V sind durch Kurven mit Dreiecken dargestellt, Linien mit Kreisen zeigen den Verlauf im ungesteuerten Zustand. Die Rückflussdämpfung beträgt bei der Zielfrequenz von 30 GHz unabhängig vom Steuerzustand etwa 15 dB. Die Einfügeverluste sind unterhalb von 28 GHz kleiner als 6 dB und steigen durch die stärker werdende Eingangsreflexion ab 33 GHz rasch an.

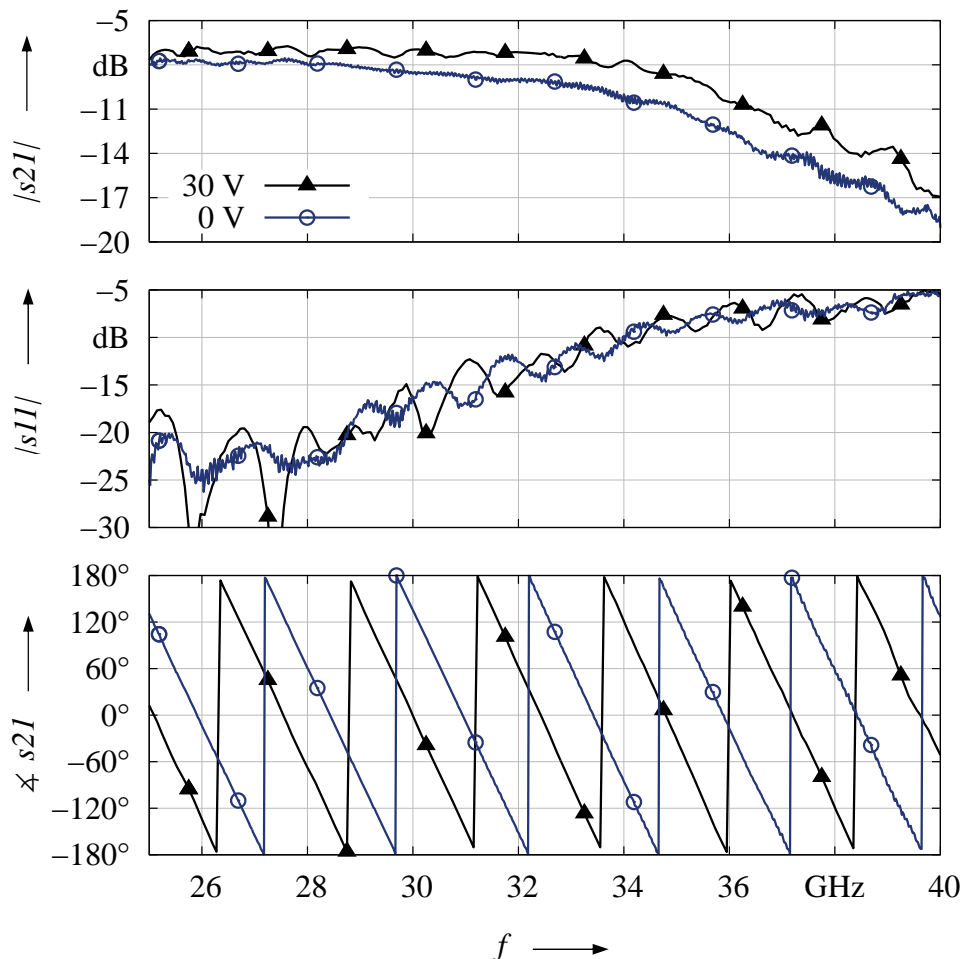


Abb. 6.12: Messergebnisse des mit K15 befüllten invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers in LTTC-Technologie. Die Kurven mit den Dreiecken kennzeichnen das Phasenschieberverhalten bei einer angelegten Spannung von 30 V, die mit den Kreisen beschreibt ihren Verlauf im Ausgangszustand.

Im Vergleich zum Ausgangszustand ist die Leitungsdämpfung nach dem Anlegen der Steuerungsspannung aufgrund der kleineren dielektrischen Verluste der langen LC-Achse stets etwas geringer.

Einen ähnlichen Verlauf gemäß Abbildung 6.13 zeigt sich bei einem Phasenschieber desselben Moduls, der mit dem Merck-Flüssigkristall TUD-188 befüllt wurde. Seine Materialeigenschaften sind mit denen von GT3 vergleichbar.

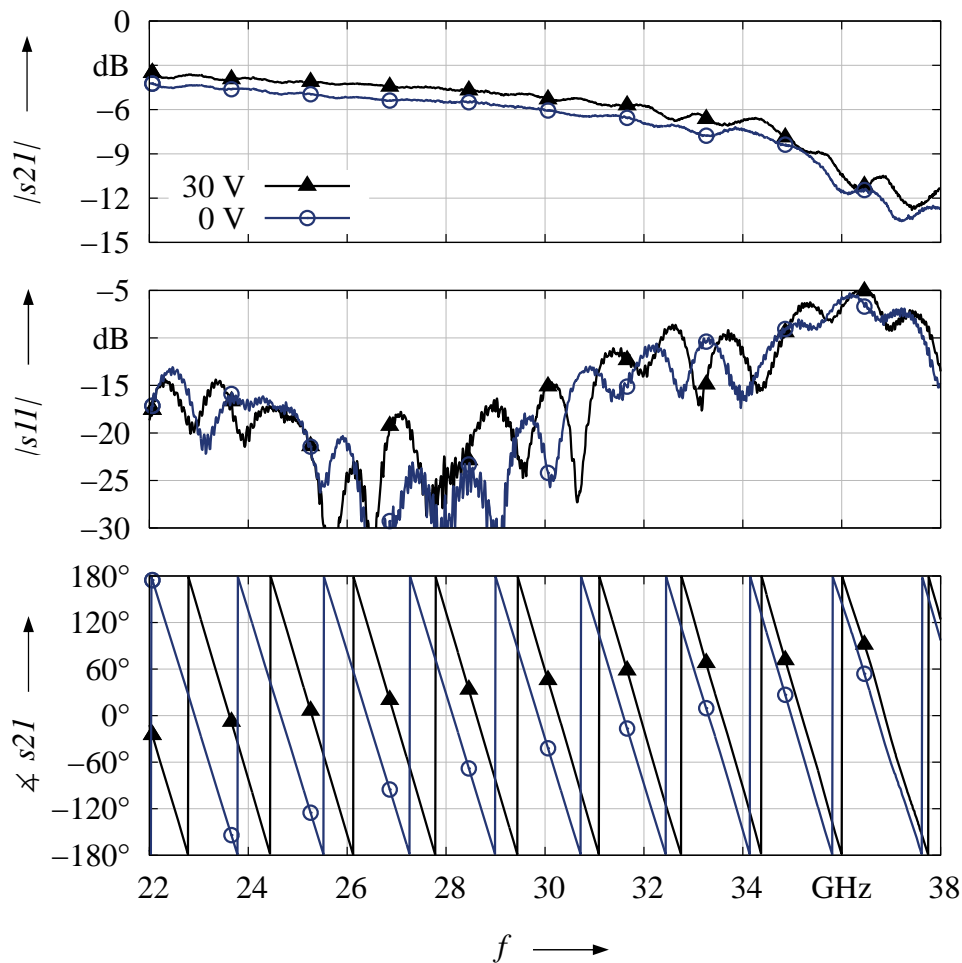


Abb. 6.13: Messergebnisse des mit TUD-188 befüllten invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers in LTTC-Technologie. Die Kurven mit den Dreiecken kennzeichnen das Phasenschieberverhalten bei einer angelegten Spannung von 30 V, die mit den Kreisen beschreibt ihren Verlauf im Ausgangszustand.

Legt man als Schranke für die Verwendbarkeit der Phasenschieber eine Rückflussdämpfung höher 10 dB zugrunde, ist die Bandbreite auf Frequenzen unterhalb von 33 GHz begrenzt. Dies konnte im Wesentlichen auf die zunächst unbekannte, bauteilabhängige Schwindung der Komponenten während des Sintervorganges zurückgeführt werden.

Oberhalb von 33 GHz weist die Phasenverschiebung aufgrund dieser Fehlanpassung eine größere Welligkeit auf, was zu einem nichtlinearen Frequenzverhalten der Phasenverschiebung

führt (siehe Abbildung 6.18).

Ein zweiter, diese Einflussgrößen berücksichtigender Entwurf, ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Um den Aufwand bezüglich der Fertigung neuer Siebe zu reduzieren, betrafen die Änderungen nur die oberste Metallisierungslage und die Viapositionen. Letztere können mit geringem Aufwand durch Vorgabe anderer Stanzmarken verändert werden.

Wie in der ersten Ausführung befinden sich die vier Befüllöffnungen jeweils symmetrisch an den Leitungsenden der invertierten Streifenleitung. Im Gegensatz zum ersten Entwurf sind sie jedoch aus praktischen Gesichtspunkten auf der Oberseite herausgeführt.

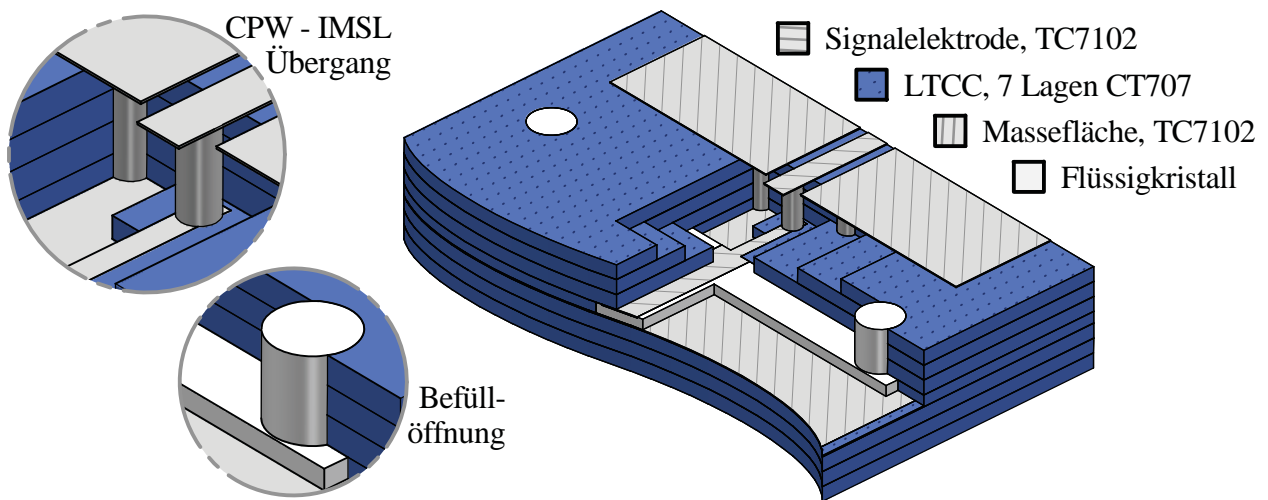


Abb. 6.14: Koplanar- zu IMSL-Übergang des zweiten Entwurfs.

Die Abmaße der CPW-Einkopplung sind dabei so gewählt, dass bei ähnlicher LTCC-Schwindung eine gleichbleibende Rückflussdämpfung zwischen 25 und 35 GHz erreicht wird. Um den Einfluss metallischer Verluste zu verringern, wurde zusätzlich ein Modul mit Silber anstelle der üblicherweise verwendeten Goldpasten hergestellt.

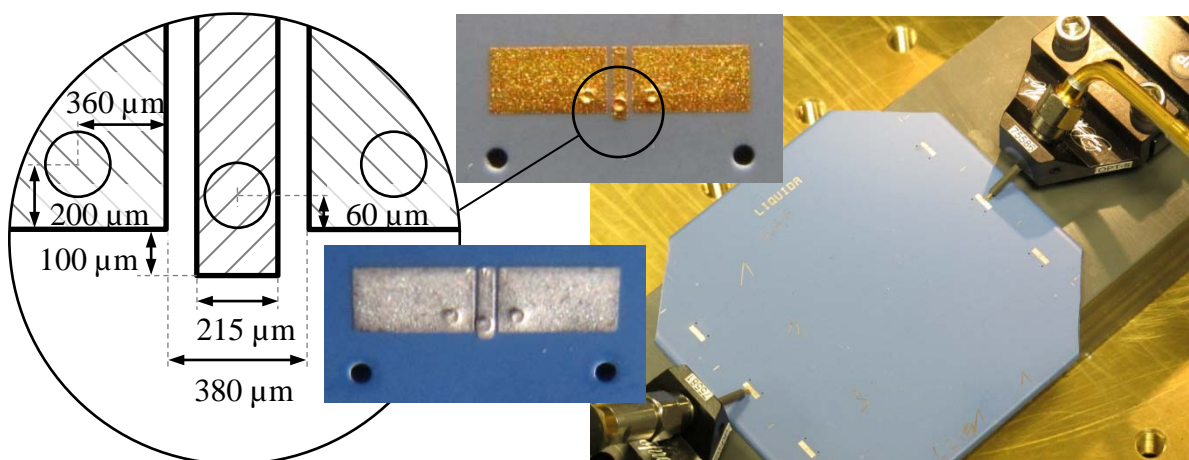


Abb. 6.15: Darstellung des zweiten Entwurfs der LTCC-Phasenschieber.

Aufgrund der höheren Leitfähigkeit der Silberpaste verringert sich die Einfügedämpfung der Leermessung bei der Betriebsfrequenz um etwa ein Dezibel auf 3 dB. Abbildung 6.16 zeigt zur Veranschaulichung der Reproduzierbarkeit den Betrag der Streuparameter des neuen Entwurfs von jeweils drei unbefüllten Leitungen eines Moduls mit Silber- und Goldpaste.

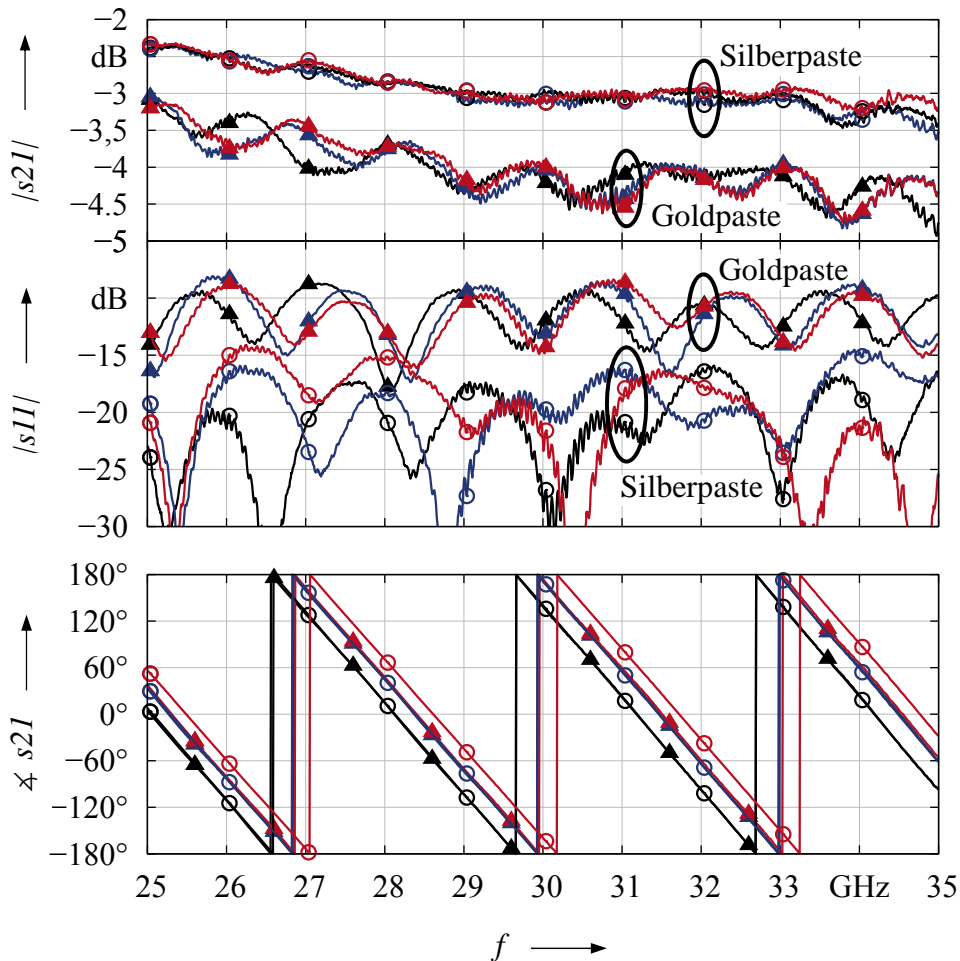


Abb. 6.16: Leermessungen des invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers in LTCC-Technologie. Messungen der LTCC mit Gold- sind durch Kreise, Ergebnisse mit Silberpaste sind durch Dreiecke gekennzeichnet.

Über einen weiten Frequenzbereich zeigen die Messergebnisse eine hohe Reproduzierbarkeit der Einfügedämpfung bei einer etwa gleichhohen Eingangsreflexion innerhalb einer Charge. Gegenüber der LTCC mit Silbermetallisierung ist die Reflexion der Goldpasten-Keramik und der damit verbundenen Welligkeit der Einfügedämpfung durch Schwankungen im Fertigungsprozess deutlich höher. Die elektrische Länge, erkennbar an den Minima der Eingangsreflexion, variiert hingegen bereits innerhalb desselben Moduls. Dies ist vermutlich auf den Einfluss des Kanals zurückzuführen, da beim Drucksintern positionsabhängig unterschiedliche Durchbiegungen auftreten können.

In Abbildung 6.17 sind die Streuparameter eines mit TUD-566 befüllten Phasenschiebers der

geänderten Ausführungsform zu sehen.

Die Rückflussdämpfung ist über den gesamten Frequenzbereich von 25 bis 35 GHz gleichmäßig hoch bei einer Welligkeit von ca. 13 dB. Sie ist leicht vom Steuerzustand abhängig und am höchsten im Ausgangszustand ohne Steuerspannung. Dies ist auf die geringere effektive Permittivität des Wellenleiters zurückzuführen, weshalb die Leitungsimpedanz in diesem Zustand höher ist. Gegenüber den bisherigen Strukturen nimmt die Einfügedämpfung des Phasenschiebers in Richtung höherer Frequenzen nur sehr wenig zu.

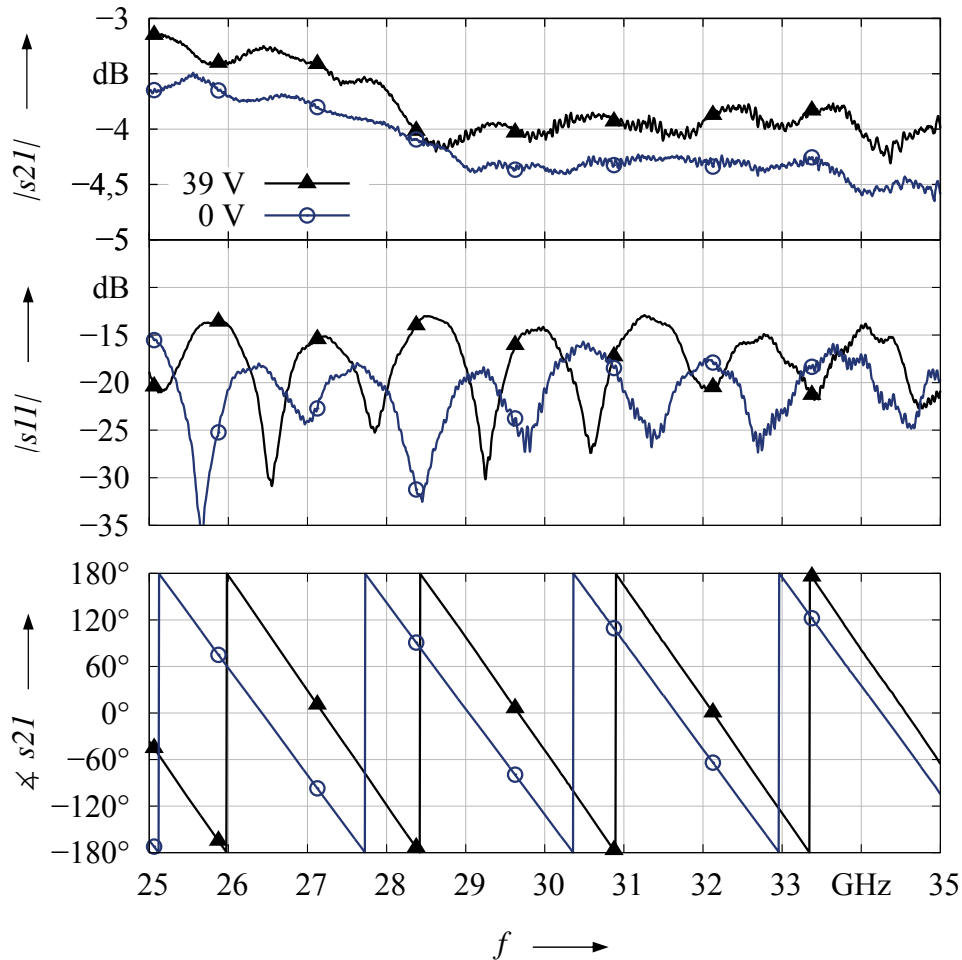


Abb. 6.17: Streuparameter des mit TUD-566 befüllten invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers in LTTC-Technologie. Die Messergebnisse der Phasenschieber im Ausgangszustand, d. h. ohne Steuerspannung, sind durch Kreise, die im ausgesteuerten Zustand nach dem Anlegen einer Spannung von 39 Volt sind mit Dreiecken gekennzeichnet.

Ist wie bei den hier betrachteten Komponenten die Eingangsreflexion im gesteuerten Zustand höher, resultiert daraus eine Verbesserung der Phasenschieberperformanz. Da die längere Gruppenlaufzeit wegen der stärkeren Reflexionen innerhalb der Komponente zu einer Erhöhung der Phasensteilheit im gesteuerten Zustand führt, wird die Steuerbarkeit

leicht erhöht. Im Vergleich zu einer besser angepassten Leitung bedingt dies gleichzeitig eine höhere Einfügedämpfung. Bei dieser LC-Orientierung sind die dielektrischen Verluste der nematischen Flüssigkristalle jedoch deutlich geringer, sodass die höchsten Verluste trotzdem bei der senkrechten LC-Ausrichtung auftreten. Da die Phasenschieberperformanz nur von der höchsten Einfügedämpfung der Schaltzustände bestimmt wird, erhöht sich somit die FoM aufgrund der etwas höheren Steuerbarkeit.

Im Vergleich zur Leermessung aus Abbildung 6.16 wird deutlich, dass der größte Teil der Dämpfung durch die metallischen Verluste verursacht wird. Nach der Befüllung mit Flüssigkristall und der damit verbundenen Vergrößerung der elektrischen Länge erhöhen sich die Verluste insgesamt um lediglich etwas mehr als 1,3 dB.

Steuerbarkeit

In Abbildung 6.18 ist die frequenzabhängige Phasenverschiebung der drei gemessenen Verzögerungsleitungen dargestellt. Deutlich erkennbar ist die Verringerung der oberhalb von 32 GHz auftretenden Welligkeit des mit TUD-566 befüllten Moduls.

Die mit der Simulationemethode aus Kapitel 5 bestimmte theoretisch erreichbare Phasenverschiebung bei 30 GHz beträgt bei dieser Leiterlänge und Flüssigkristall etwa 320° . Dieser Wert unterliegt der Annahme, dass sich im Grundzustand eine Ausrichtung sämtlicher LC-Direktoren in Längsrichtung der Phasenschiebersektion einstellt. Bei der hier verwendeten maximalen Steuerspannung von 39 Volt und einer dreiminütigen Wartezeit wird die Vollaussteuerung jedoch sowohl in der Simulation als auch bei der Messung noch nicht erreicht.

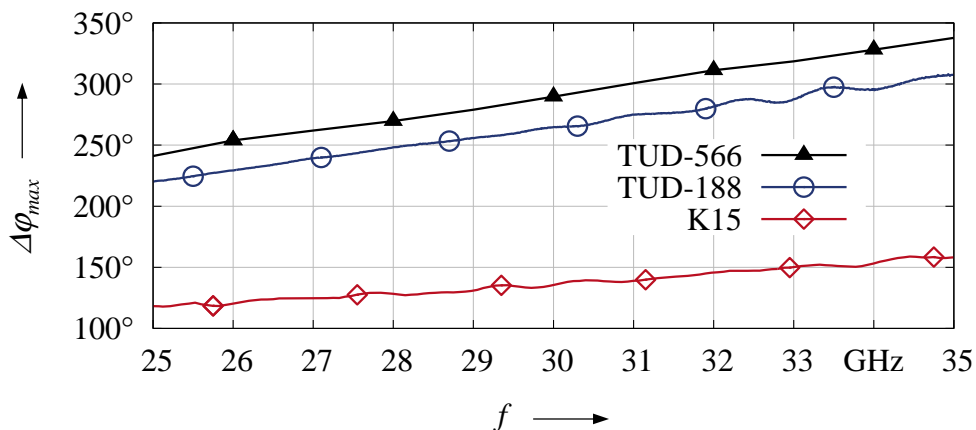


Abb. 6.18: Erreichbare Phasenverschiebung invertierter Mikrostreifenleitungsphasenschieber in LTTC-Technologie mit drei verschiedenen Flüssigkristallen.

Schaltverhalten

Das Schaltverhalten der Phasenschieber folgt den typischen Abhängigkeiten von der Viskosität, den elastischen Konstanten und der für den Einschaltverlauf wesentlichen Größe, der Stärke des elektrischen Steuerfeldes.

Beim Einschaltvorgang werden nach dem Anlegen einer Spannung bei Vorgabe kleiner LC-Auslenkungen nur geringe Spannungen benötigt, was zu einer langsamen Einschaltzeit führen kann. Mit einer aus dem Displaybereich bekannten Technik, dem „*Overshooting*“, ist es jedoch möglich sie deutlich zu verringern, wie es in Abbildung 6.19 dargestellt ist.

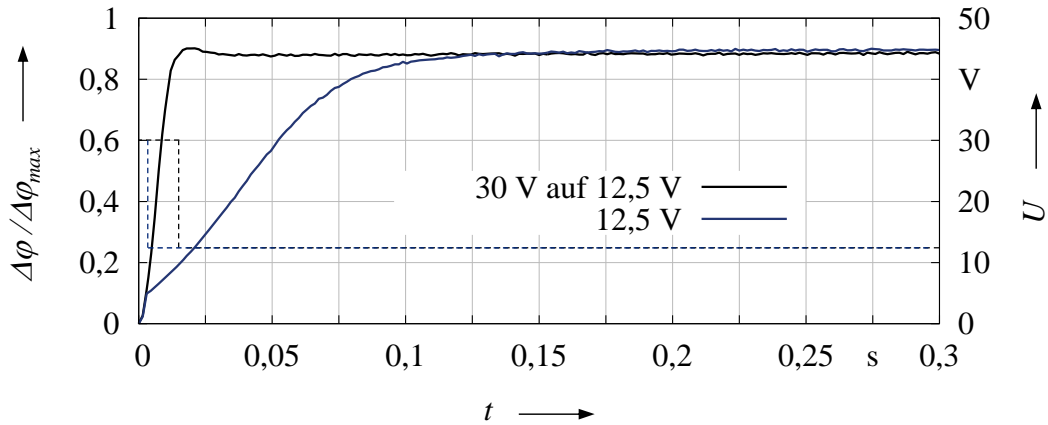


Abb. 6.19: „*Overshooting*“ beim Einschaltvorgang mit K15. Die blaue Kurve zeigt den zeitlichen Verlauf der Phasenverschiebung nach dem Anlegen einer Steuerspannung U von 12,5 Volt (gestrichelt). Die schwarze Kurve stellt den Verlauf bei einem kurzzeitigen Anlegen einer höheren Spannung dar.

Die Ausschaltzeit T_{10}^{90} nach dem Abschalten der angelegten Spannung ist durch die Rückstellkräfte der Oberflächen geprägt (siehe vorangegangenes Kapitel) und nur von der Viskosität, der Schichthöhe und den elastischen Konstanten des LCs abhängig. Sie kann daher nicht beschleunigt werden. Für das mit K15 befüllte Modul beträgt sie etwa 14 Sekunden und 33 Sekunden für TUD-188. Für eine mit TUD-566 befüllte Verzögerungsleitung werden 150 Sekunden benötigt. Die bei 30 GHz gemessenen Ausschaltverläufe der normierten Phasenverschiebung beim Ausschaltvorgang sind in Abbildung 6.20 dargestellt.

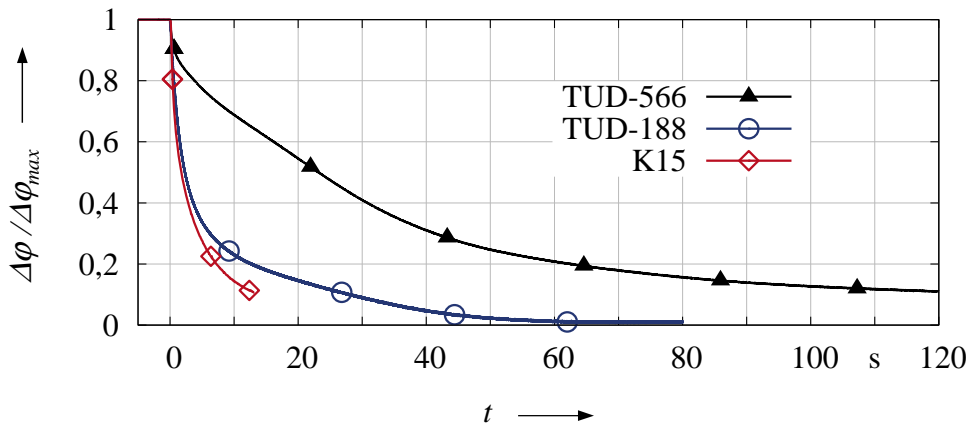


Abb. 6.20: Ausschaltverhalten der Phasenschieber.

Phasenschiebergüte

Zum Vergleich der aus dem Verhältnis der Phasenverschiebung und den höchsten Einfügeverlusten bestimmten Performanz ist in Abbildung 6.21 die Phasenschiebergüte („*Figure-of-Merit*“, FoM) von drei mit verschiedenen Flüssigkristallen befüllten invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebern in LTCC-Technologie gegenübergestellt. Die mit K15 befüllte Verzögerungsleitung weist bei der Zielfrequenz von 30 GHz ein flaches Maximum bei 16,5 °/dB auf. In Richtung höherer Frequenzen fällt sie, wie beim TUD-188 befüllten Phasenschieber, aufgrund der zunehmend höheren Eingangsreflexion wieder ab.

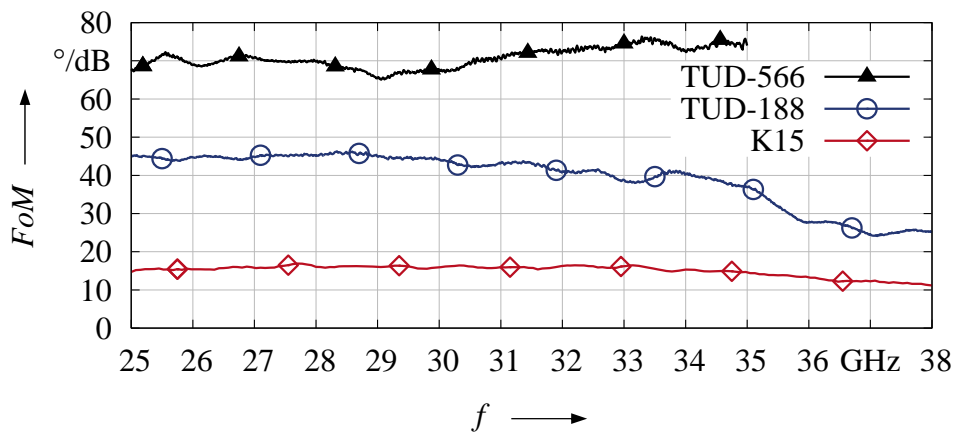


Abb. 6.21: Phasenschiebergüte (FoM) der invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschieber in LTCC-Technologie.

Die höchste Performanz wird mit TUD-566 erreicht, da mit diesem Flüssigkristall sowohl die höchste Phasenverschiebung, als auch die kleinste Eingangsämpfung erzielt wird. Die FoM dieser Komponente schwankt um 70 °/dB. Sie steigt aufgrund des geringer werdenden Einflusses der metallischen Verluste auf die Phasenschiebergüte (siehe Kapitel 5.2.3) und der konstanten Eingangsreflexion in Richtung höherer Frequenzen leicht an.

Insbesondere zeigt sich durch die Leermessung der Module, dass bei Verwendung eines hochoptimierten Mikrowellen-LCs nur ein kleiner Teil der Verluste durch den Flüssigkristall verursacht wird.

Eine deutliche Steigerung der elektrischen Performanz ließe sich aus diesem Grund nur durch Verwendung von LCs realisieren, deren Steuerbarkeit bei ähnlicher Materialgüte gemäß Gleichung (2.32) signifikant größer ist. In diesem Fall wäre die für eine gleiche Phasenverschiebung notwendige elektrische Leitungslänge und damit der Anteil der zusätzlichen Verluste entsprechend geringer.

Insgesamt zeigen die Messergebnisse sowohl bezüglich des Schaltverlaufs als auch der erreichbaren Steuerbarkeit ein Verhalten, das den Vorhersagen aus der Simulation und der Materialcharakterisierung entspricht. Die Dauer des Ausschaltvorgangs ist gegenüber den Erwartungen um etwa 30 % verlängert, was auf eine schwächere Verankerung des Flüssigkristalls an den LTCC-Oberflächen im Vergleich zu der eines Polyimidfilms zurückzuführen ist.

6.1.3 Antennendemonstrator mit Flüssigkristall-gesteuerter Strahlschwenkung

Um die Funktionalität dieser in LTCC-Technologie realisierten LC-befüllten Mikrostreifenleitungsphasenschieber zu überprüfen, wurde von der IMST GmbH eine aus Hornstrahlern bestehende 4×4 -Gruppenantenne gemäß Abbildung 6.22 entworfen.

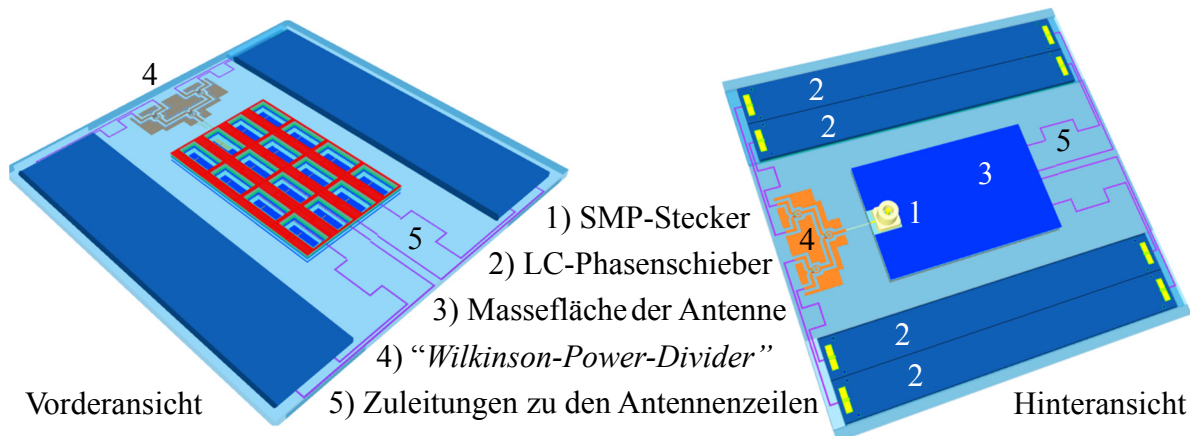


Abb. 6.22: Antennendemonstrator zur eindimensionalen Strahlschwenkung.

Über den SMP-Stecker (rechts in oberer Abbildung) wird die Antenne mit einem HF-Signal gespeist und mit drei „Wilkinson-Dividers“ gleichmäßig auf vier Leitungen aufgeteilt. Sie führen zu den Eingängen der LC-Phasenschieber die sich paarweise ober- und unterhalb der Antennenelemente befinden. Ihre Ausgänge sind jeweils mit den Zuleitungen einer Antennenzeile durch Bonddrähte verbunden. Um die DC-Steuerleitungen von den HF-Signalleitern galvanisch zu trennen, wurden vor den Ein- und hinter den Ausgängen der Phasenschieber Kondensatoren eingefügt. Durch Anlegen einer analogen Steuerspannung kann die Phase des Ausgangssignals der Verzögerungsleitung kontinuierlich eingestellt werden. In Abhängigkeit der dadurch einstellbaren Differenzen zwischen den Eingangsphasen der Antennenzeilen führt dies zu einer entsprechenden Richtung des Antennenstrahls, der dadurch in einer Dimension geschwenkt werden kann. Für drei Schwenkwinkel sind die benötigten Phasenverschiebungen der steuerbaren Verzögerungsleitungen in Tabelle 6.1 dargestellt.

Um beliebige Eingangsphasen der Antennenzeilen des 4×4 -Arrays einzustellen, wurde die Phasenverschiebung der vier verwendeten Verzögerungsleitungen bei unterschiedlichen Spannungen und Frequenzen ausgewertet. Als Flüssigkristall wurde aufgrund seiner dielektrischen Eigenschaften TUD-566 gewählt, da mit ihm sowohl die beste Phasenschiebergüte als auch die höchste Steuerbarkeit erreicht wird.

Die gemessenen Verläufe sind in Abbildung 6.23 dargestellt. Bei der Charakterisierung wurde, jeweils bei $U = 0 \text{ V}$ beginnend, die Spannung schrittweise erhöht. Sie lag vor jeder weiteren Erhöhung jeweils drei Minuten lang am Phasenschieber an, um sicherzustellen, dass die Ausgangsphase in der Nähe ihres endgültigen Wertes liegt. Da die erzielten Phasenänderungen

Tabelle 6.1: Beispiele benötigter Phasenbelegungen am Eingang der Antenne.

Schwenkrichtung	Phase 1	Phase 2	Phase 3	Phase 4
0°	0°	0°	0°	0°
15°	0°	52°	104°	156°
30°	0°	104°	208°	312°

nichtlinear von der Steuerspannung abhängen, wurde im Bereich des steilen Anstiegs in kürzeren Intervallen gemessen. In der Region, in der langsam Sättigungseffekte auftreten, wurden hingegen größere Schrittweiten der Spannung verwendet.

Nach dem Überschreiten der theoretischen Schwellwertspannung¹ von 2,4 Volt (nach Gleichung (2.18)) zeigen bei einer Erhöhung der Steuerspannung alle Phasenschieber einen steilen

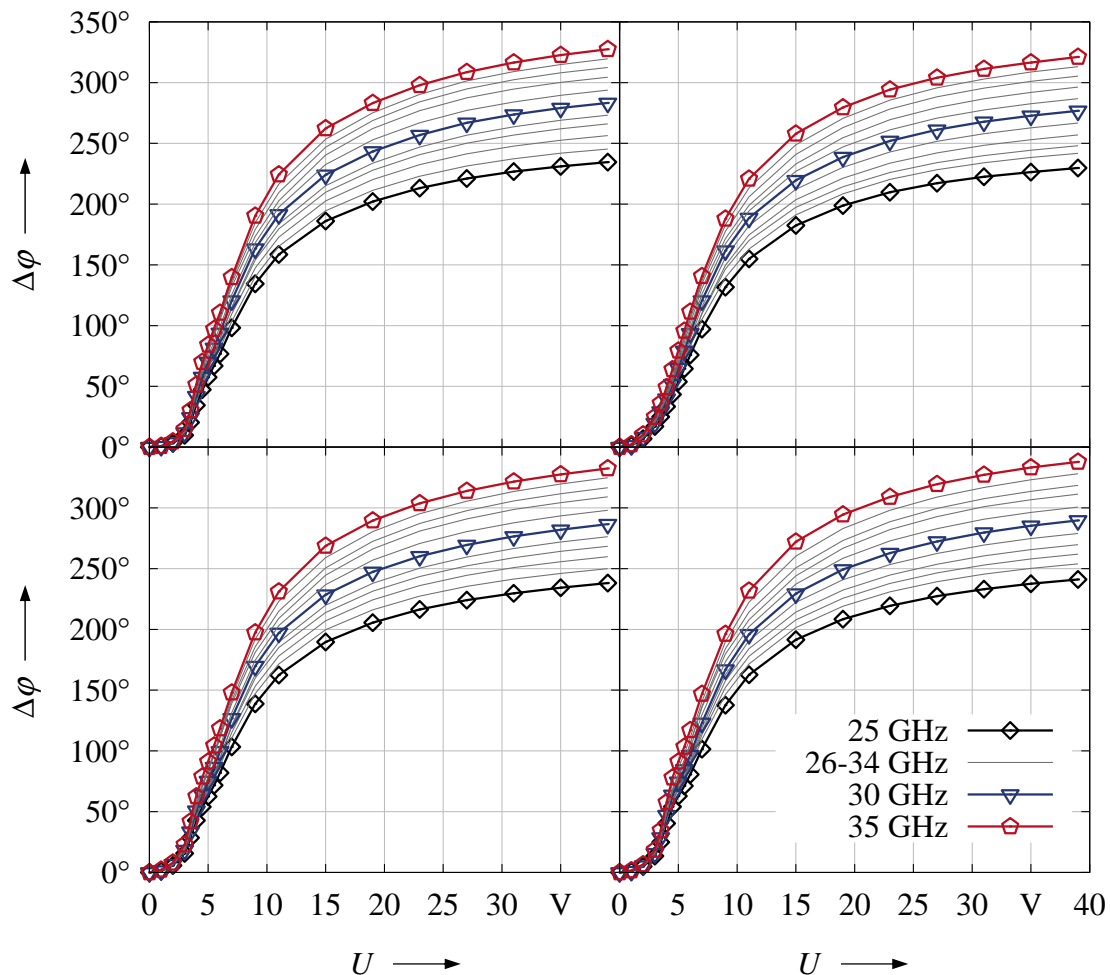


Abb. 6.23: Spannungsabhängigkeit der vier Phasenschiebermodule. Parameter ist die Frequenz in 1 GHz-Schritten.

¹Bei Strukturen wie der IMSL, treten an den Leiterkanten auch bei geringen Spannungen bereits sehr hohe Feldvektoren auf die zudem schräg zum Flüssigkristall stehen. Daher verschleift sich der Phasenverlauf über der Spannung in der Nähe der Schwellwertspannung in einem sehr flachen Anstieg.

Anstieg der Phase. Ab etwa 15 Volt gehen die Phasendifferenzen in den Sättigungsbereich, der bei der höchsten angelegten Spannung von 39 Volt noch nicht abgeschlossen ist. Die benötigte Phasenverschiebung zum Einstellen eines Strahlwinkels von dreißig Grad (siehe Tabelle 6.1) kann mit den hier realisierten Phasenschiebern erreicht werden, jedoch wird hierfür eine höhere Spannung benötigt. Bleibt man bei dieser Begrenzung, ergibt sich aufgrund der begrenzten Modullänge eine Beschränkung des Schwenkbereichs auf etwa $\pm 25^\circ$. Die Form der Antennenkeule ist deshalb bei einem Schwenkwinkel von 30° entsprechend verzerrt, wie es in Abbildung 6.24 anhand des gestrichelten Richtdiagramms zu sehen ist.

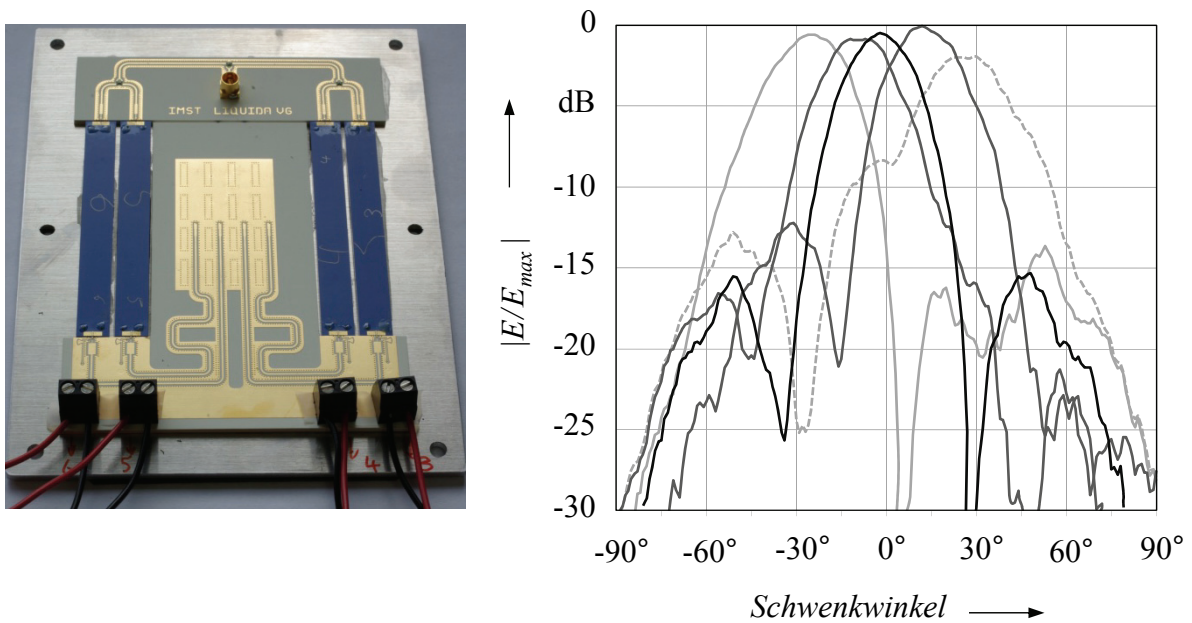


Abb. 6.24: Richtdiagramme der elektrisch schwenkbaren Gruppenantenne bei unterschiedlichen Schwenkwinkeln. Die Bandbreite der Antenne beträgt ± 2 GHz bei einer Mittenfrequenz von 30 GHz. Foto und Messung: IMST GmbH.

Die mit TUD-566 befüllten Phasenschieber besitzen im Vergleich mit den Ausführungen herkömmlicher Technologien eine hohe Mikrowellenperformanz. Vielversprechende Messergebnisse der IMSL aus früheren Veröffentlichungen [Mül04] konnten somit auf die LTCC-Phasenschieber übertragen werden. Zusammen mit der Demonstration einer elektrisch schwenkbaren Gruppenantenne bestätigen diese Ergebnisse die Eignung von Flüssigkristall in Verbindung mit LTCC für die Umsetzung steuerbarer Mikrowellenkomponenten. Zusätzlich ermöglicht die Keramik den sicheren Einschluss des Flüssigkristalls, ist mechanisch stabil und erlaubt durch ihre weit entwickelte Technologie die zuverlässige Ausführung kostengünstiger steuerbarer Phasenschiebermodule.

Ein Nachteil der oben gezeigten Anordnung der planaren Phasenschieber ist die schlechte Integrierbarkeit in größere Gruppenantennen. Bei Verwendung kurzer Zuleitungen, um zusätzliche Übertragungsverluste zu vermeiden, stößt diese Konfiguration bei einer höheren Anzahl von Antennenelementen rasch an ihre Grenzen. Konfigurationen wie in Abbildung 6.24

lassen sich außerdem schlecht modularisieren, wodurch ein hoher Aufwand an notwendigen Entwurfsarbeiten bei einer anderen Anzahl von Antennenelementen entsteht.

Aus diesem Grund wurde zusätzlich zu den invertierten Mikrostreifenleitungen eine andere Topologie in Form eines LTCC-integrierten Hohlleiters verfolgt. Sie hat das Potenzial, die soeben beschriebenen Nachteile zu vermeiden. Zusätzlich verspricht die Hohlleitertopologie aufgrund ihrer Stromverteilung geringere Einfügeverluste (siehe 5.3.5), was bei Systemen mit begrenzter Leistung wie einem Nachrichtensatelliten besonders vorteilhaft ist.

Ein weiterer Vorteil besteht in der Integration von Antennenstrahlern im stirnseitigen Ausgang jedes LTCC-Hohlleiters. Dies erlaubt, die Anzahl der Phasenschieber zusammen mit den Antennenelementen in zwei Dimensionen beliebig zu erweitern.

Auf diese Weise wird die Entwicklung modularer Antennensegmente ermöglicht.

Im Unterschied zu bislang veröffentlichten LC-Komponenten wird beim folgenden LTCC-Rechteckhohlleiter erstmals die im fünften Kapitel entwickelte Steuermethode mit einem rein elektrostatischen Feld angewandt.

6.2 LTCC-integrierter Flüssigkristall-gefüllter Hohlleiterphasenschieber

Für die Umsetzung derartiger Strukturen mit LTCC-Technologie erfolgt die laterale Begrenzung der Hohlleiter durch eine periodische Anordnung von Vias, da die Mehrlagentechnologie keine Flächenmetallisierungen in vertikaler Richtung erlaubt. Die Steuerspannung wird für die ersten Ausführungen an galvanisch voneinander getrennten Leitern angelegt, welche gleichzeitig die Hohlleiterberandung bilden. Um über einen kapazitiven Kurzschluss trotzdem einen „geschlossenen“ HF-Wellenleiter zu erhalten, müssen diese Flächen nah aneinander liegen und einen großen Überlappungsbereich bilden.

6.2.1 Analyse

Abbildung 6.25 zeigt die Feldverteilung der quasi-TE₁₀-Mode für beide Steuerzustände einer möglichen LTCC-Struktur. Die Ausrichtung der LC-Direktoren übernimmt in alle Richtungen das elektrische Feld der Elektroden, die dafür mit einer jeweils geeigneten Spannung belegt werden. Zwischenzustände lassen sich durch einen kontinuierlichen Übergang der Spannungen an beiden Endzustände erhalten. Die Zeit zum Erreichen einer beliebigen LC-Orientierung hängt deshalb immer von der Stärke des elektrischen Steuerfelds ab und verkürzt sich bei Verwendung höherer Spannungen.

Mit der vergleichsweise einfachen Struktur aus Abbildung 6.25 kann bereits eine effektive Materialsteuerbarkeit von 60 Prozent erreicht werden. Sie wird durch die geometrischen

Abmaße wie den Abstand G der äußeren Flächenmetallisierungen bestimmt.

- | | | |
|---------------|--------------------------------|-----------------------|
| ■ LTCC, CT707 | ▲ magnetischer Feldvektor (HF) | ○ Äquipotentiallinie |
| ▯ LC-Direktor | ▲ elektrischer Feldvektor (HF) | — elektrischer Leiter |

A: flächige
Metallisierung
B: Viareihe

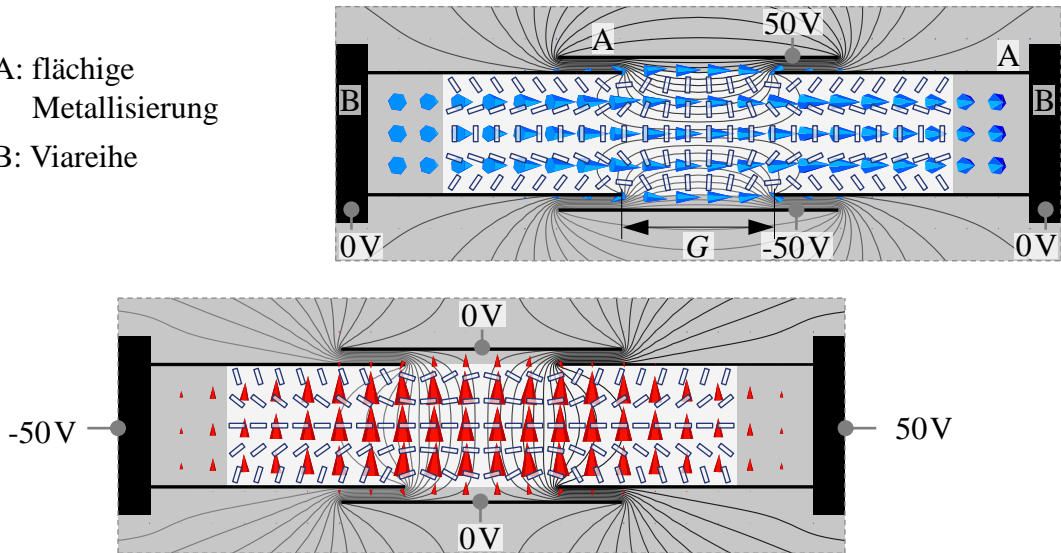


Abb. 6.25: Querschnitt eines elektrisch steuerbaren LTCC-Hohlleiterphasenschiebers mit vier galvanisch getrennten Leitern.

Eine darüber hinaus verbesserte Ausführungsform stellt der in Abbildung 6.26 gezeigte Wellenleiter dar. Er besteht aus acht galvanisch getrennten Leiterstücken, die wie im oberen Beispiel unabhängig voneinander angesteuert werden.

A: flächige
Metallisierung
B: Viareihe

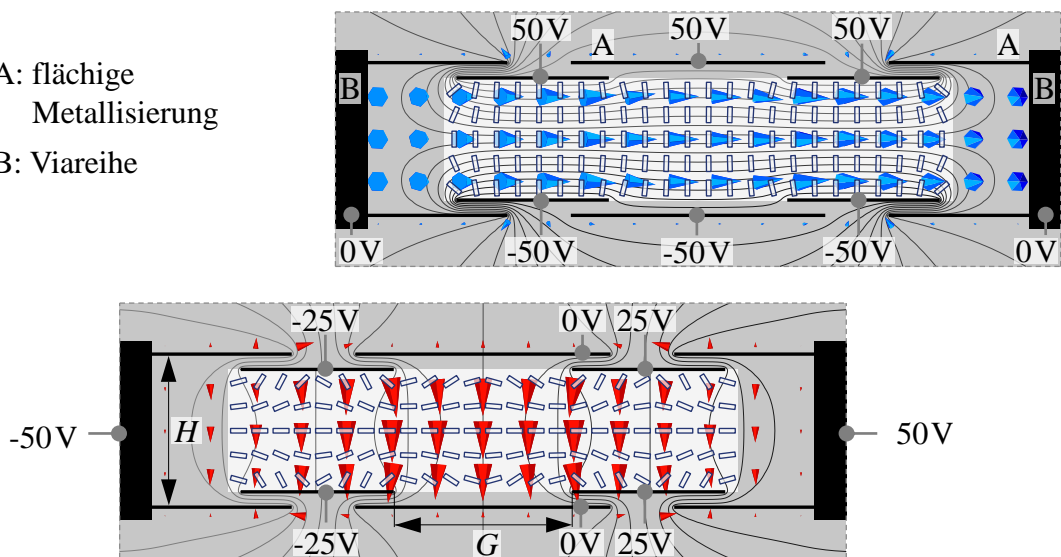


Abb. 6.26: Elektrisch steuerbarer LTCC-Hohlleiterphasenschieber mit acht galvanisch getrennten Leitern.

Im Vergleich zum Hohlleiter aus Abbildung 6.25 ist die Direktorverteilung im Bereich hoher elektrischer Feldstärke der quasi-TE₁₀-Mode homogener, was eine größere Änderung der wirksamen Permittivität zur Folge hat.

Die erreichbare Steuerbarkeit beträgt nach entsprechender Auslegung der einzelnen Metallisierungsbereiche etwa 80 %. Gegenüber der im vorigen Abschnitt untersuchten LTCC-IMSL stellt dies eine 20%ige Verbesserung dar.

Kommen fertigungsbedingte Toleranzen wie eine Wölbung der Kavität oder Unsymmetrien hinzu, verkleinert sich dieser theoretische Wert. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 6.27 dargestellt, wobei die strukturabhängige Empfindlichkeit gegenüber diesen Einflussgrößen im unteren Prozentbereich liegt. Unsymmetrien wurden dabei durch Vorgabe einer unsymmetrischen Steuerspannung an den äußeren rechten Flächenelektroden gemäß der unteren Darstellung in Abbildung 6.26 modelliert. Der Wölbungseinfluss entspricht einer Änderung der effektiven Hohlleiterhöhe.

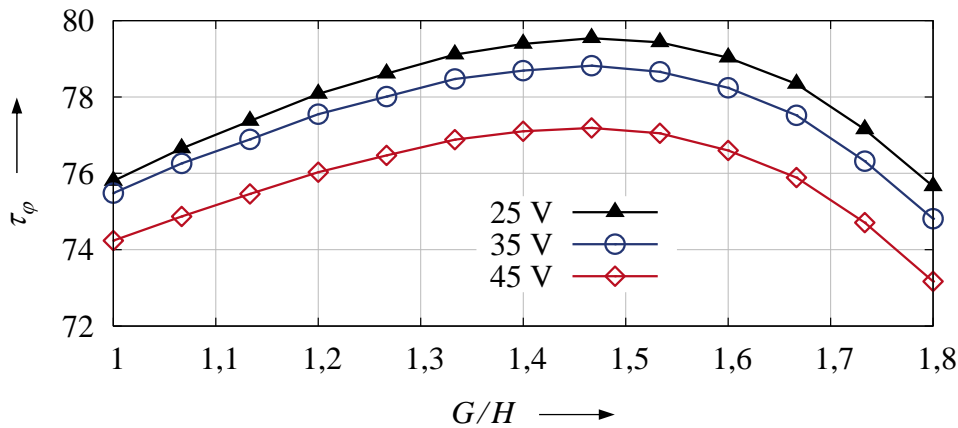


Abb. 6.27: Erreichbare Steuerbarkeit des LTCC-Hohlleiterphasenschiebers.

Ein Nachteil der galvanischen Trennung der Hohlleiterwände entsteht durch die Ausbreitungsfähigkeit von TEM-Wellentypen. Durch die Begrenzung der Modullänge in Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle bilden sich stehende Wellen bei den Resonanzfrequenzen der TEM-Moden, welche die Performanz des Phasenschiebers beeinträchtigen. Wird das Design ohne weitere Maßnahmen wie der Integration von Bandsperrfiltern für diese Wellentypen ausgeführt, muss dies beim Entwurf von Übergängen, d. h. der Auslegung von Diskontinuitäten, berücksichtigt werden.

Der horizontale Abschluss des Hohlleiters auf der Ober- und Unterseite der Kavität ist mit Flächenmetallisierungen verwirklicht (siehe Abbildung 6.30). Vertikale Berandungen an den Seiten- und Stirnflächen sind durch periodische Anordnungen von Vias umgesetzt. Um auch im Fall eines Stapelversatzes die leitende Verbindung der Hohlleiterwände zu gewährleisten, sind sie doppelreihig ausgeführt und mit jeweils zwei zusätzlichen Leiterbahnen untereinander kurzgeschlossen. An ihren Stirnflächen sind die Vias mit den äußeren Flächenmetallisierungen gemäß Abbildung 6.28 verbunden.

6.2.2 Entwurf und Aufbau

Um die elektrischen Eigenschaften der vergrabenen Leitung zu charakterisieren, werden wie im vorangegangenen Abschnitt Koplanarleitungen verwendet. Sie befinden sich auf der Oberseite des Moduls, wie es in Abbildung 6.28 zu sehen ist.

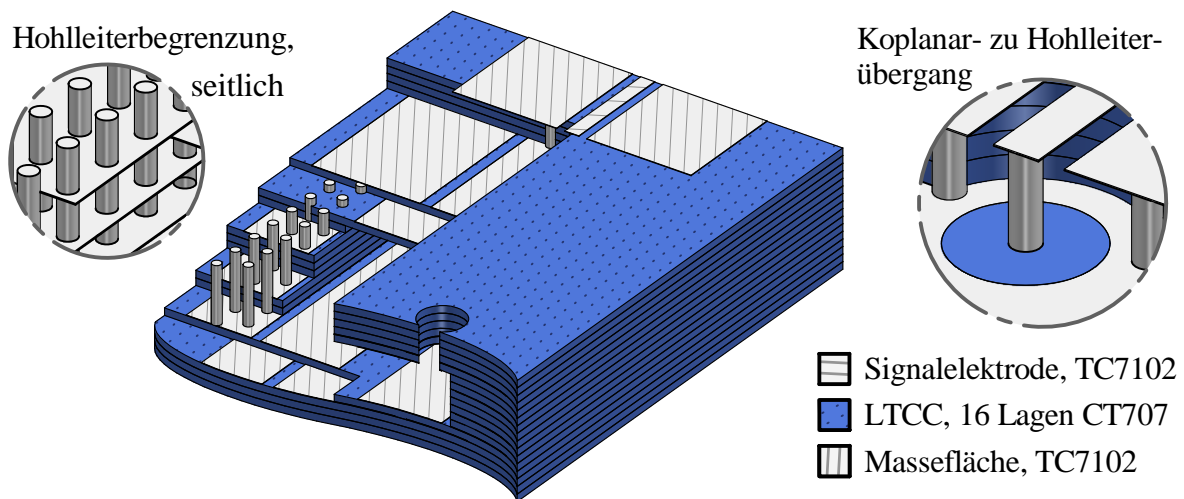


Abb. 6.28: Übergang der $50\ \Omega$ -Koplanarleitung zum LC-befüllten Hohlleiter des LTCC-Moduls. Links ist eine Detailzeichnung der seitlichen Hohlleiterberandung und rechts ein Freischnitt des CPW-Übergangs dargestellt.

Beide CPW-Masseflächen sind durch Vias mit der mittleren Flächenmetallisierung auf der Oberseite des Hohlleiters kurzgeschlossen. Das Via unter der mittleren Signalleitung verläuft durch eine Aussparung in dieser Metallisierung bis zur vorletzten LTCC-Lage am Boden des Hohlleiters. Dort wird das elektromagnetische Feld als quasi-TE₁₀-Mode in den zunächst vollständig aus Keramik bestehenden Hohlleiter abgestrahlt.

Um die Rückflussdämpfung zu erhöhen, wird dieser Bereich stufenweise in die LC-gefüllte Sektion überführt.

Drei mögliche Ausführungsformen des Übergangs von der Koplanarleitung bis zum LC-gefüllten Hohlleiter sind in Abbildung 6.29 dargestellt. Die mit CST MWS entworfenen Strukturen erreichen bei der Zielfrequenz von 30 GHz und einer 10%igen Bandbreite eine Anpassung von jeweils besser als 20 dB.

Aus technologischer Sicht ist die Verarbeitung des in horizontaler Richtung symmetrischen Übergangs in Abbildung 6.29c am aufwendigsten. Beim zweiseitigen vertikalen Übergang in Abbildung 6.29b zeigt beim Stapeln und Laminieren immer eine Seite nach unten. Somit besteht die Gefahr, dass sich die Stufen während der Verarbeitung aufbiegen. Aus diesen Gründen wurde der einseitige aus Abbildung 6.29a verwendet.

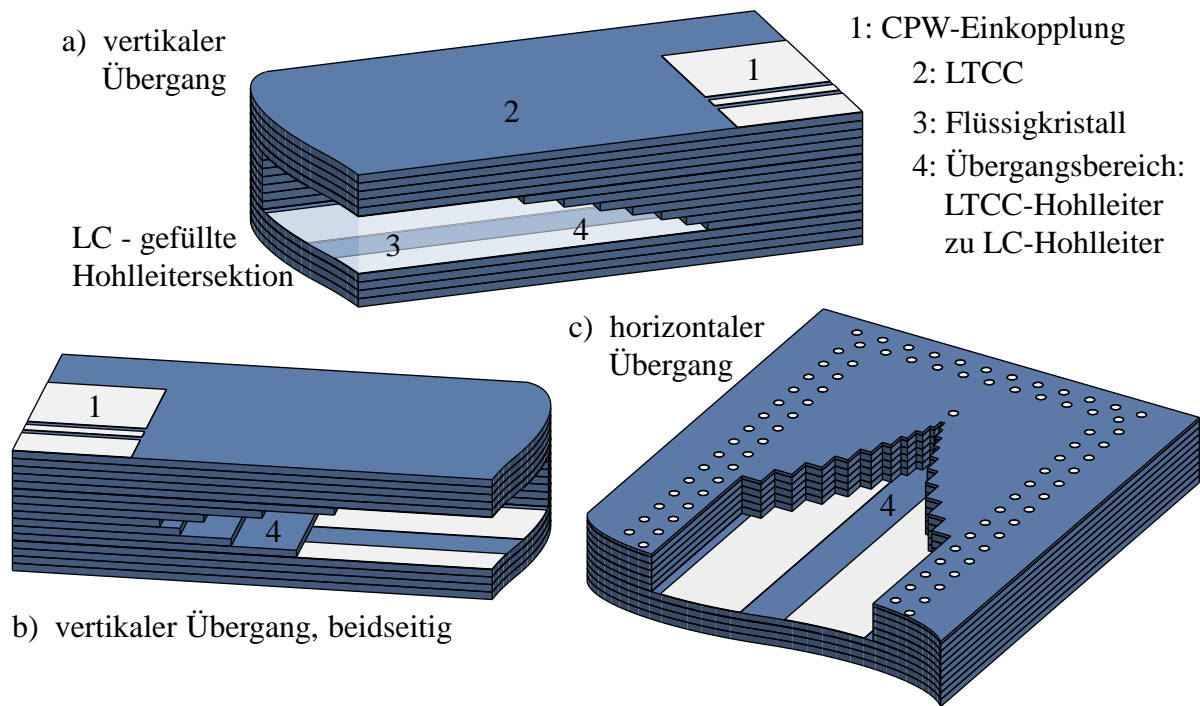


Abb. 6.29: Drei Ausführungsformen von Koplanar- zu Hohlleiter-Übergängen.

Abbildung 6.30 zeigt das sechzehnlagige Modul mit vertikalen und horizontalen Schnittebenen. Erkennbar ist der hohe Füllgrad an Vias und Flächenmetallisierungen.

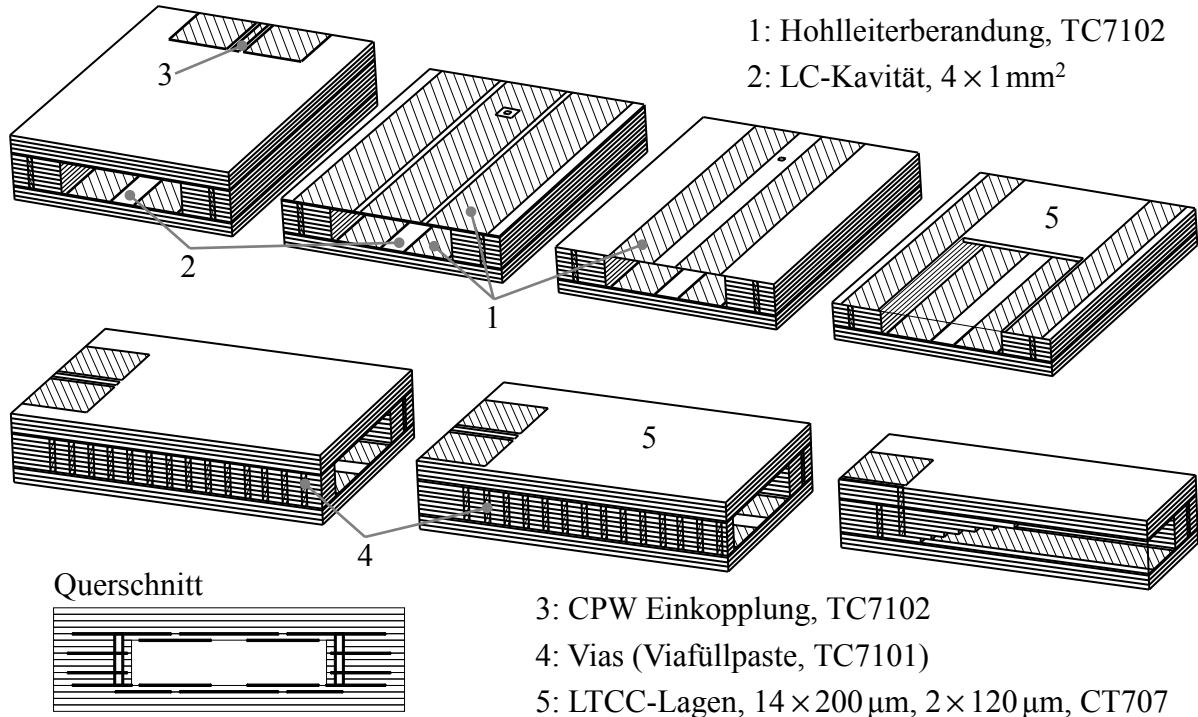


Abb. 6.30: LTCC-Hohlleiter mit vertikalen und horizontalen Schnittebenen.

Die Fertigung der Module wurde von der BAM durchgeführt. Technologisch herausfordernd ist zum einen, die Form der großvoluminösen, vergrabenen Kavität beim Drucksintern aufrechtzuerhalten. Zum anderen entstehen während des Sinterns aufgrund des unterschiedlichen Schwindungsverhaltens von der Keramik und den Metallisierungspasten, große mechanische Spannungen im Bauteil. Dies ist durch Wahl eines geeigneten Sinterprofils zu berücksichtigen.

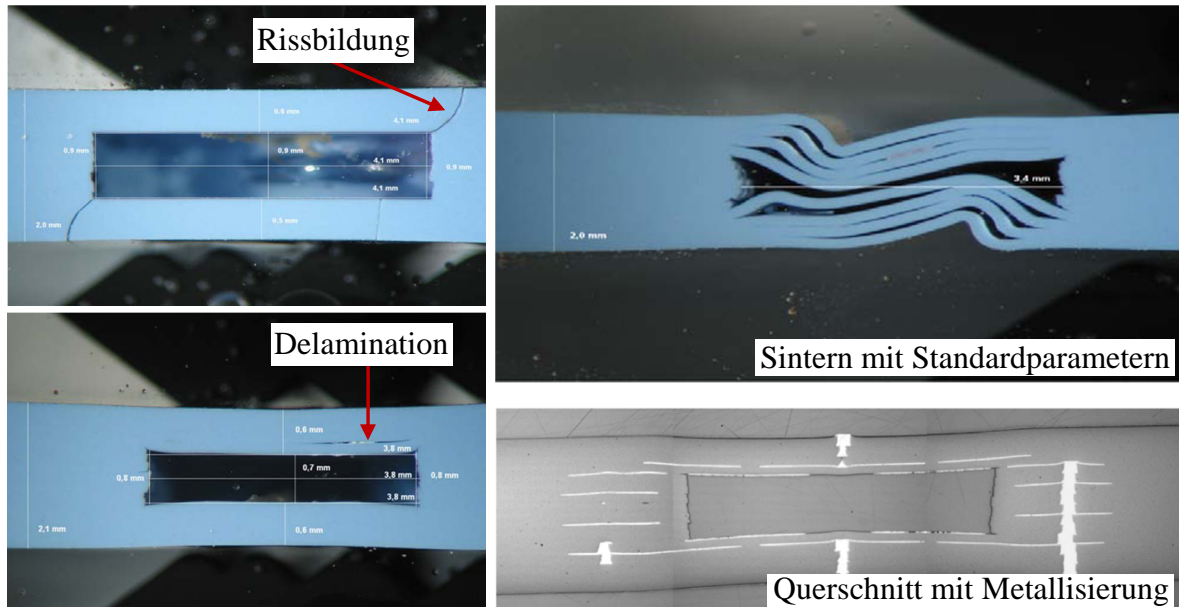


Abb. 6.31: Querschnitte defektbehafteter LTCC-Kavitäten. Rechts unten ist ein Phasenschieber mit Metallisierungen abgebildet. Foto: BAM

Zwei Öffnungen mit einem Durchmesser von 500 µm auf der Oberseite erlauben die Befüllung des Moduls. Sie wurde in einer Vakuumanlage durchgeführt, da die Kavität im Gegensatz zum LC-Kanal der LTCC-IMSL zu groß für die Ausnutzung des Kapillareffekts ist.

Der erste Schritt besteht im Aufkleben eines Trichters auf eine Öffnung und dem Versiegeln der anderen mit Epoxidharz. Nach der Befüllung des Trichters mit Flüssigkristall wird der Druck in der Vakuumglocke verringert. Dabei entweicht die Luft aus der Kavität durch den LC im Trichter, bis der Ausgleich mit der Umgebung hergestellt ist. Während anschließend der Druck in der Vakuumglocke wieder aufgebaut wird, drückt er den im Trichter befindlichen Flüssigkristall in die Kavität. Auf diese Weise wird eine Befüllung ohne Lufteinschluss innerhalb des LTCC-Moduls ermöglicht.

6.2.3 Messergebnisse

Abbildung 6.32 zeigt die Messfassung der LTCC-Module auf einem „On-Wafer“-Messplatz. Zum Anlegen der Steuerspannungen an die Leitungssegmente sind auf der Ober- und Unterseite des Moduls Vias herausgeführt und mit einer externen Spannungsquelle verbunden.

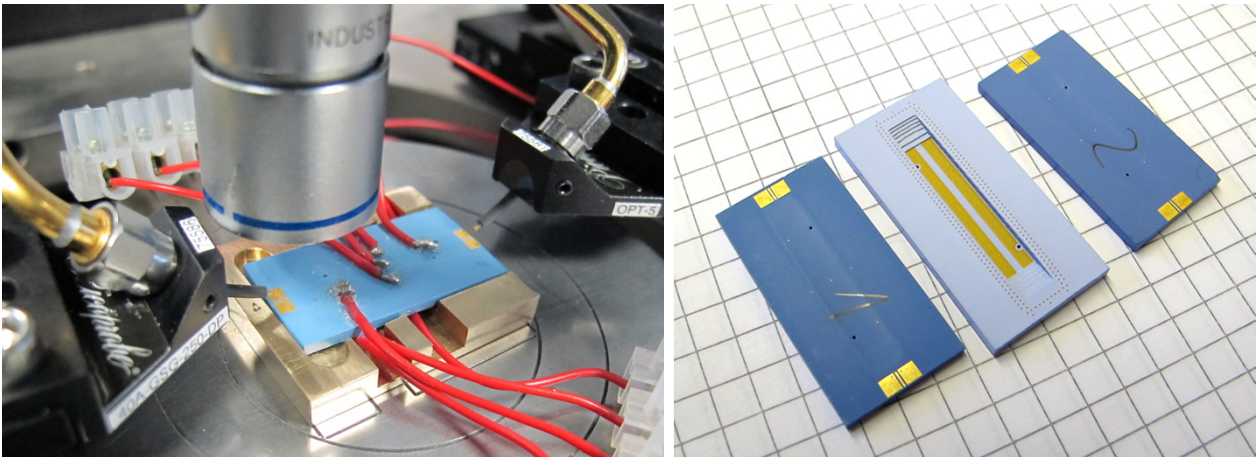


Abb. 6.32: *LTCC-Hohlleiter mit Messfassung. Auf der rechten Seite sind zwei gesinterte Phasenschieber und eine Modulhälfte im Grünzustand nach dem Laminieren dargestellt.*

Die Streuparameter von drei unbefüllten Strukturen sind in Abbildung 6.33 dargestellt. Gegenüber der LTCC-IMSL ist die Reproduzierbarkeit der Prototypen aufgrund der technologischen Herausforderungen deutlich geringer.

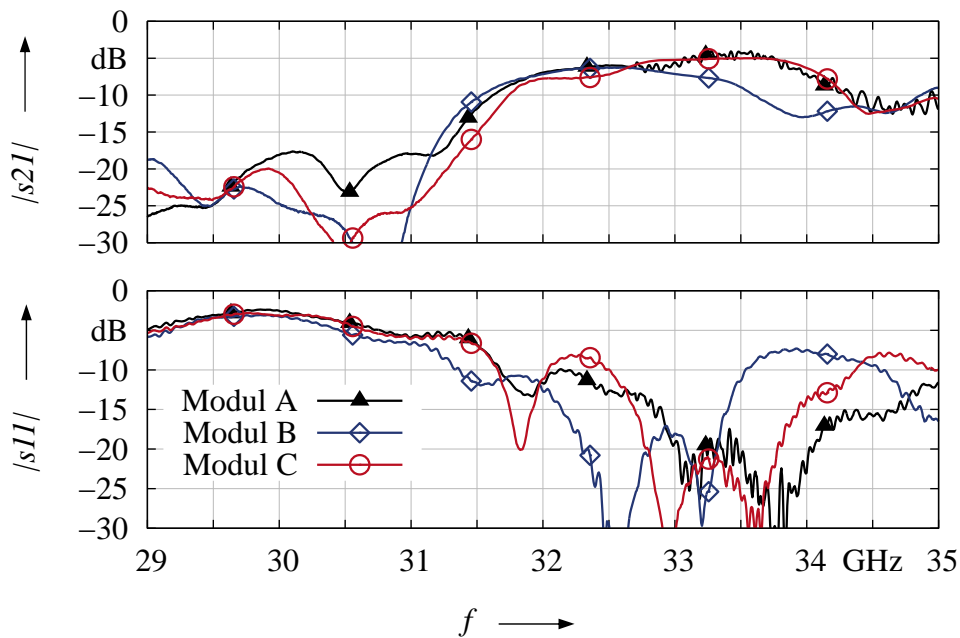


Abb. 6.33: *Streuparameter unbefüllter LTCC-integrierter Hohlleiterphasenschieber.*

Die hohen Toleranzen spiegeln sich ebenfalls in den Messergebnissen der befüllten Module gemäß Abbildung 6.34 wider und zeigen eine Verschiebung des Bereichs geringer Eingangsreflexion auf etwa 29 bis 32 GHz.

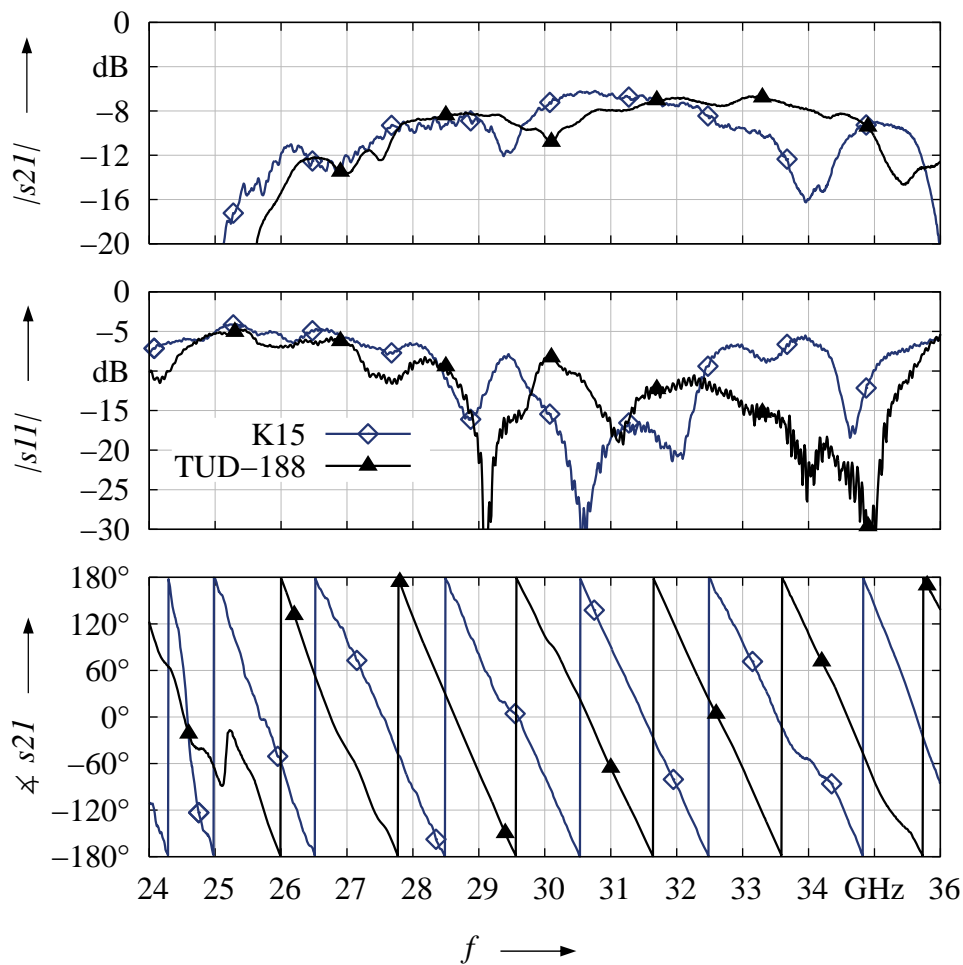


Abb. 6.34: Streuparameter von zwei Flüssigkristall-befüllten LTCC-integrierten Hohlleiterphasenschiebern.

Zur Überprüfung der elektrischen Steuerung sind die normierten Verläufe der Ausgangsphasen in Abhängigkeit der Zeit nach dem Anlegen verschiedener Steuerspannungen in Abbildung 6.35 dargestellt. Ausgangspunkt ist jeweils der obere Zustand aus Abbildung 6.26, mit einer angelegten Spannung von ± 190 V.

Wird die Spannungsbelegung um 90° im Uhrzeigersinn „gedreht“, ergibt sich der dort dargestellte untere Zustand. Bei einer stufenweisen Überführung zum Einstellen von Zwischenwerten ergeben sich an der rechten Viareihe jeweils unterschiedliche Spannungsbelegungen U_{Via} . Sie sind die Referenzwerte im linken Diagramm aus Abbildung 6.35.

Ausgehend von diesem zweiten Endzustand kann der Ausgangszustand durch Anlegen einer positiven Spannung an die oberen und einer negativen Spannung an die unteren Leitersegmente wieder erhalten werden. Der zeitliche Verlauf unter Verwendung unterschiedlich hoher Steuerspannungen befindet sich auf der rechten Seite in Abbildung 6.35.

Die Länge der Module war fertigungsbedingt auf 35 mm begrenzt, weshalb die für den

Phasenschieber verfügbare Länge nach dem Sintern lediglich 20 mm beträgt. Aufgrund des kleinen Verhältnisses zwischen der elektrischen Länge des LC-befüllten Wellenleiters und der von Übergängen und Einkopplungen, konnten noch keine abschließenden Aussagen über die erreichbare Performanz eines 360°-Phasenschiebers getroffen werden.

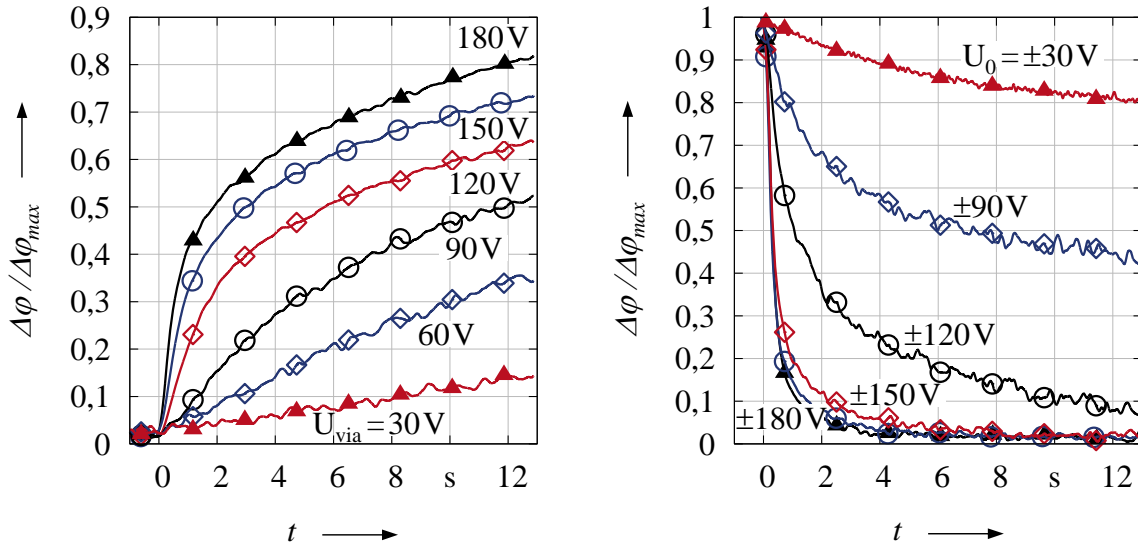


Abb. 6.35: Zeitabhängiger Steuerverlauf eines mit TUD-188 befüllten LTCC-Hohlleiterphasenschiebers.

Mit TUD-188 ließen sich mit den hier vorgestellten Ausführungen bei 31 GHz Phasenverschiebungen von 120° realisieren bei Einfügeverlusten kleiner 8 dB über alle Steuerzustände. Bei einer Leitungslänge von sechs Zentimetern können demnach mit demselben LC kontinuierlich steuerbare $\pm 180^\circ$ -Verzögerungsleitungen aufgebaut werden. Gegenüber der LTCC-IMSL ist die Steuerbarkeit erwartungsgemäß um etwa 20 % erhöht.

Die längste Steuerzeit wird beim Schalten einer vertikalen Ausrichtung der LC-Direktoren in die waagerechte Position benötigt. Beträgt die Steuerspannung ± 180 Volt, wird dieser Schaltvorgang in 18 Sekunden ausgeführt. Bei einem LC-gefüllten Leitungsquerschnitt von $(3,5 \times 1,0) \text{ mm}^2$ erhöht sich die Schaltgeschwindigkeit gegenüber einer IMSL mit einer 80 μm -hohen LC-Schicht ab einer Steuerspannung von ca. ± 150 Volt. Dieser äquivalente Spannungswert ist von den Materialeigenschaften abhängig und verringert sich bei steigendem $\Delta\epsilon_{DC}$ des Flüssigkristalls.

Die obigen Ausführungsformen der Phasenschieber erlauben die Integration von flüssigkristallbasierten Wellenleitern, Steuerleitungen und gegebenenfalls von elektronischen Bauteilen in ein monolithisch fertigbares LTCC-Modul. Der Vorteil gegenüber bisherigen LC-basierten HF-Komponenten besteht –unter Voraussetzung entsprechender Stückzahlen– neben einer vergleichsweise kostengünstigen Umsetzung in dem hermetisch dichten Einschluss innerhalb des Keramikgehäuses.

6.2.4 Strahlenfestigkeit

Für Anwendungen in der Satellitentechnik ist neben einer sicheren Versiegelung der Flüssigkristalle ebenfalls die Empfindlichkeit der Materialien gegenüber verschiedenen Strahlungsarten von Bedeutung. Aus diesem Grund wurde die Strahlenfestigkeit verschiedener LCs sowohl einzeln als auch eingeschlossen in einer LTCC-Komponente geprüft.

Der Beschuss mit Protonen wurde am Forschungszentrum in Jülich durchgeführt, die Empfindlichkeit gegenüber Elektronen konnte an der TU Darmstadt am Institut für Kernphysik untersucht werden. Aussagen über die Festigkeit gegenüber Gammastrahlung gelangen am polytechnischen Institut in Braunschweig.

Dabei zeigte sich für mikrowellenoptimierte Flüssigkristalle eine geringe Änderung ihrer elektrischen Leitfähigkeit während einer hoch dosierten Bestrahlung. Hinsichtlich ihrer dielektrischen Eigenschaften im Mikrowellenbereich konnte im Rahmen der Messgenauigkeit keine Veränderung festgestellt werden. Ebenfalls zeigte sich keine Beeinflussung des Übertragungsverhaltens und der Performanz von bestrahlten LC-LTCC-Komponenten.

6.3 Phasenschieber mit einem Flüssigkristallcontainer in Hohlleitertechnik

Da es sich bei LTCC um eine in der Hochfrequenztechnik häufig verwendete Technologie handelt, kann deren weitere Integration in z. B. Kommunikationssysteme nach dem gegenwärtigen Stand der Technik bereits verwirklicht werden. Nachteilig hingegen ist die im Vergleich mit z. B. Teflon oder Quarzglas hohe Permittivität der Keramik, welche die Steuerbarkeit reduziert. Aufgrund der ohnehin relativ geringen Steuerbarkeit des Flüssigkristalls wird deshalb für die Umsetzung von 360° -Phasenschiebern eine elektrisch sehr lange Leitung benötigt. In Verbindung mit den vergrabenen Metallisierungen, deren Oberflächenbeschaffenheit durch die hohe Rauigkeit der LTCC-Folien bestimmt ist, wird das Potenzial der Flüssigkristalle in diesen Ausführungsformen nicht ausgeschöpft.

Eine Möglichkeit diese Nachteile zu vermeiden und die elektrische Performanz auch gegenüber allen bisherigen Entwicklungen deutlich zu erhöhen, besteht in der Verwendung von Hohlleitern in ihrer herkömmlichen Bauart. Dies erlaubt sowohl eine Verringerung der metallischen Verluste als auch die Verwendung verlustarmer Mikrowellendielektrika geringer Permittivität als LC-Containermaterial. Darüber hinaus wurde durch Untersuchungen mit dem entwickelten Softwarepaket *SimLCwg* (siehe fünftes Kapitel) für einen Phasenschieber mit Flüssigkristall-gefülltem Container in Hohlleitertechnik, d. h. einem nur teilweise LC gefüllten Rechteckhohlleiter, ein im Folgenden beschriebener Effekt beobachtet. Er kann ausgenutzt werden, um den dominanten Einfluss des hohen LC-Verlustwinkels auf die Phasenschieberperformanz zu unterdrücken.

Anwendungen können derartige Komponenten in hohlleiterbasierten Verteilnetzwerken finden,

um beispielsweise die Strahlrichtung einer Horn-Gruppenantennen zu schwenken.

Abbildung 6.36 zeigt den Querschnitt eines Phasenschiebers mit einem flüssigkristallgefüllten Container in Hohlleitertechnik mit Steuerelektroden auf der Unter- und Oberseite des Rechteckhohlleiters der Breite a . Für die Bestimmung der Phasenschieberperformanz ist die Kenntnis der Feldverteilung der Grundmode im teilweise LC-gefüllten Rechteckhohlleiter notwendig (siehe Abbildung 6.36 rechts). Sie kann auf ähnlichem Weg wie die Lösung des zylindrischen Resonators aus Kap. 3.1.1 erhalten werden.

6.3.1 Analyse

Wesentlich für die analytische Berechnung ist die vereinfachend angenommene homogene Verteilung aller Dielektrika in y -Richtung. Betrachtet werden nur die beiden Endzustände der LC-Direktoren, d. h. deren ideale Orientierung in x - oder y -Richtung. In diesen beiden Spezialfällen ist es aufgrund der sich einstellenden Feldverteilung mit nur einer y -Komponente des elektrischen Feldes der Grundmode möglich, die Berechnung analog eines isotropen Mediums durchzuführen. Hierzu wird für jede der m Sektionen die Ansatzfunktion des elek-

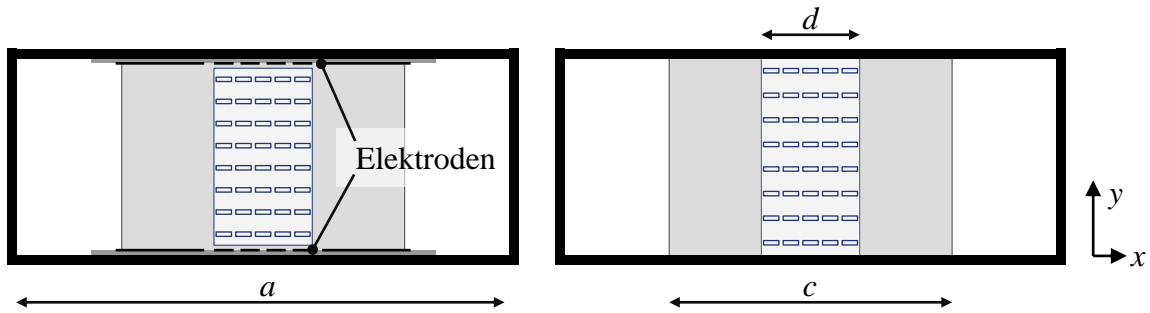


Abb. 6.36: Querschnitt eines Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Flüssigkristallcontainer und Steuerelektroden bestehend aus drei unterschiedlichen Dielektrika: Luft, Container und Flüssigkristall.

trischen Feldes der Grundmode $E_m = A_m \sin(x k_m) + B_m \cos(x k_m)$ an ihren Gebietsgrenzen gleichgesetzt. Die Auflösung des entstandenen Gleichungssystems unter Berücksichtigung der Randbedingung und Symmetrie ergibt mit $k_m = \sqrt{\varepsilon_{r,m} \cdot \omega^2 \mu_0 \cdot \varepsilon_0 - \beta^2}$ die transzendente Gleichung

$$\begin{aligned} & ((\sec((c-a) k_3) (k_1 \cos((d-c) k_2) \sin(d k_1) - k_2 \cos(d k_1) \sin((d-c) k_2))) / k_3 + \\ & (\csc((c-a) k_3) (k_2 \cos(d k_1) \cos((d-c) k_2) + k_1 \sin(d k_1) \sin((d-c) k_2))) / k_2) \sin(a k_3) = 0. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Nach Wahl der Kreisfrequenz ω und Vorgabe der Geometrie- und Materialparameter enthält sie als einzig verbleibende Unbekannte die Ausbreitungskonstante β . Deren Bestimmung erfolgte für die folgenden Betrachtungen mit dem Sekantenverfahren. Ist die Feldverteilung bekannt, werden die dielektrischen und metallischen Verluste mithilfe von Störungsrechnungen bestimmt.

Für einen Rechteckhohlleiterphasenschieber, bei dem der LC-Container den Hohlleiterquerschnitt voll ausfüllt, d. h. einer Struktur mit Flüssigkristall und nur einem zusätzlichen Dielektrikum, ist in Abbildung 6.37 die Leitungsdämpfung in beiden Endzuständen und die benötigte Leitungslänge für einen 360°-Phasenschieber dargestellt. Die Frequenz wurde zu 30 GHz und die Breite d des Flüssigkristalls zu 6 mm gewählt. Die Breite des zunächst als verlustfrei angenommenen und den LC umgebenen Dielektrikums (mit einer relativen Permittivität von 2,5 und Permeabilität von 1, z. B. Rexolite) entspricht der Gesamtbreite des Hohlleiters. Dessen Metallisierung wird zunächst als ideal leitend angenommen. Zur Modellierung des Flüssigkristalls wurden die Materialparameter von TUD-566 verwendet. Bei einem nahezu vollständig mit LC gefüllten Hohlleiter (linker Rand im Diagramm aus

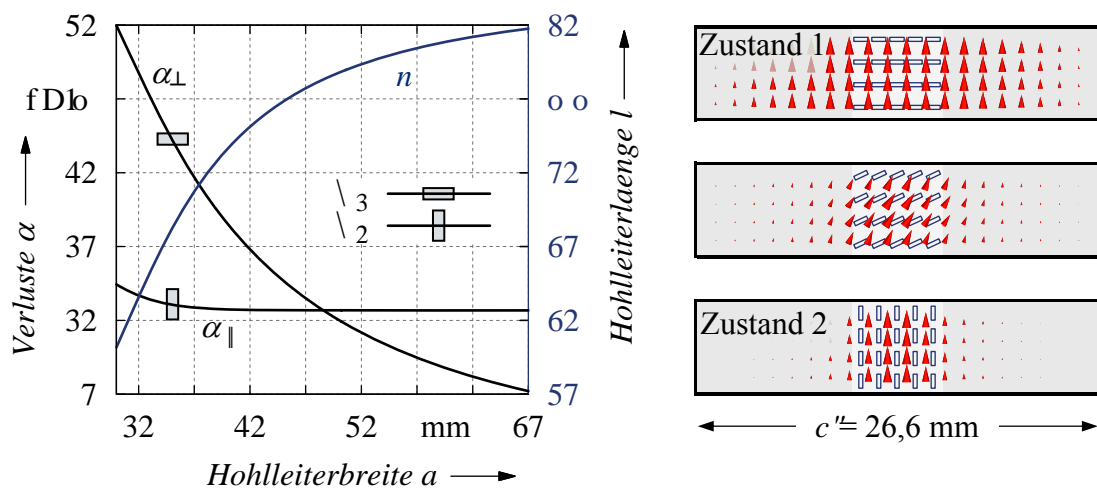


Abb. 6.37: Rechteckhohlleiterphasenschieber mit Flüssigkristallcontainer: Leitungsdämpfung in den Endzuständen Zustand 1 (Z_1) und Zustand 2 (Z_2) in Abhängigkeit der Hohlleiterbreite a bei einer Permittivität des LC-Containers von 2,5.

Abbildung 6.37) ist die erreichbare Performanz im Wesentlichen durch den hohen Verlustanteil der kurzen dielektrischen Achse des Flüssigkristalls bestimmt (Zustand 1). In diesem Fall entspricht die Feldverteilung der Grundmode für beide Endzustände dem sinusförmigen Verlauf der ungestörten TE₁₀-Mode.

Wird bei konstantem LC-Volumen ($c = 6$ mm) der Hohlleiter verbreitert, hängt die Feldverteilung vom Verhältnis der Materialpermittivitäten ab. Liegen die Permittivitäten der kurzen LC-Achse und des Containerdielektrikums wie in Abbildung 6.37 dicht beieinander, bleibt die Feldverteilung der Grundmode im ersten Steuerzustand näherungsweise konstant.

Mögliche mikrowellentaugliche Dielektrika mit einer in diesem Bereich liegenden Permittivität sind z. B. Teflon ($\epsilon_r \approx 2,1$), Rexolite ($\epsilon_r \approx 2,5$) und einige Kunststoffe.

Wird der Flüssigkristall in seine senkrechte Orientierung (Zustand 2) überführt, konzentriert sich das Feld mit zunehmender Breite des Hohlleiters in der höheren LC-Permittivität, bis eine Sättigung erreicht wird. Die Grundmode ähnelt in diesem Fall dem eines dielektrischen

Wellenleiters. Aufgrund der größer werdenden Entfernung von der Cutoff-Frequenz nimmt die Leitungsdämpfung mit zunehmender Breite des Hohlleiters ab, bis das Feld nahezu vollständig im Flüssigkristall konzentriert ist. Deutlich stärker verringern sich gleichzeitig die Leitungsverluste im ersten Zustand, da der Anteil des elektrischen Feldes im LC-Volumen wegen der unverändert sinusförmigen Gestalt der Grundmode stetig abnimmt.

Die Steuerbarkeit verringert sich anfangs noch vergleichsweise stark infolge der zunehmend schwächer werdenden Differenz beider Ausbreitungskonstanten. Die benötigte Länge l für das Erreichen einer 360° -Phasenverschiebung kann für $a \rightarrow \infty$ aus der dielektrischen Mode und dem eines Parallelplattenleiters mit $\varepsilon_{r,eff} = 2,5$ zu $62,5$ mm berechnet werden.

Wird für das umgebene Dielektrikum eine höhere relative Permittivität gewählt, z. B. 3,8 für Quarzglas, führt dies zu einer ähnlichen Angleichung der Leitungsverluste.

Hierbei entsteht der Effekt durch die umgekehrte Feldverzerrung, d. h. einer Verdrängung des Feldes aus der stark verlustbehafteten Orientierung gemäß Abbildung 6.38. Die Feldverteilung im zweiten Endzustand (Zustand 2) hingegen ähnelt noch der ungestörten TE₁₀-Mode. In diesem Fall zieht sich bei einer Verbreiterung des Hohlleiters das jeweilige Feld beider Endzustände aus dem LC-Gebiet zurück, wodurch die Steuerbarkeit reduziert wird. Da

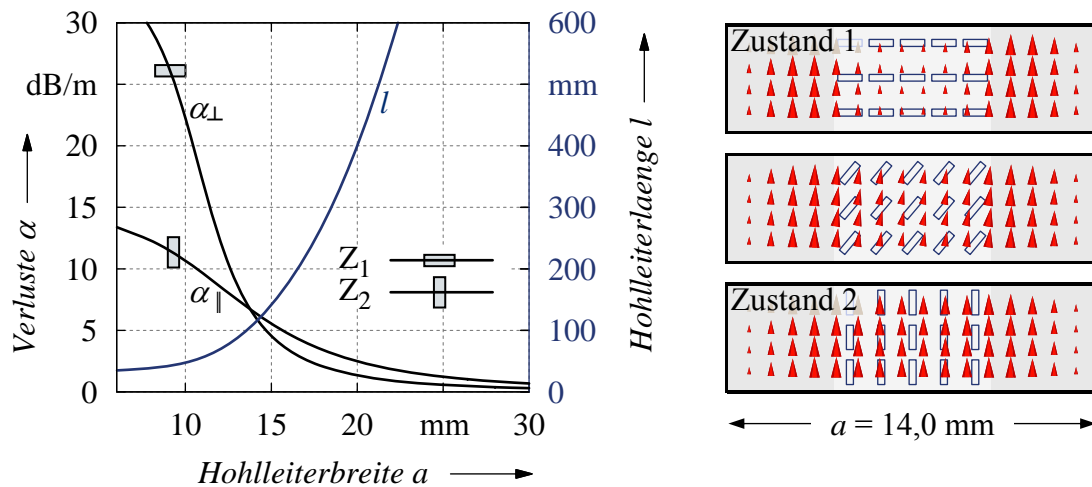


Abb. 6.38: Leitungs- und Hohlleiterverluste in Abhängigkeit der Hohlleiterbreite. Z_1 entspricht dem Zustand 1 aus der rechten Darstellung und Z_2 entspricht Zustand 2. Die Permittivität des LC-Containers beträgt 3,82.

die Feldverdrängung im ersten Zustand aufgrund der geringeren LC-Permittivität immer größer ist, gibt es aber auch hier zu jedem LC-Volumen eine Hohlleiterbreite, bei der beide Leitungsverluste den gleichen Wert besitzen. In Richtung größerer Breiten a bzw. höherer Frequenzen zieht sich das Feld immer stärker in das Containermaterial zurück, sodass sowohl die dielektrischen LC-Verluste als auch die Steuerbarkeit stetig abnehmen.

Abschließend wird der Fall eines zweifach geschichteten Dielektrikums mit einer höheren und geringeren Permittivität entsprechend Abbildung 6.39 betrachtet. Hierbei lassen sich

sowohl die Verluste als auch die realisierbare Phasenverschiebung über ein großes a/c -Verhältnis auf einem konstanten Wert einstellen. Dies kann zur Entwicklung näherungsweise frequenzunabhängiger Verzögerungsleitungen ausgenutzt werden, die eine frequenzabhängige Phase des Ausgangssignals besitzen bei einer frequenzunabhängigen Phasenverschiebung.

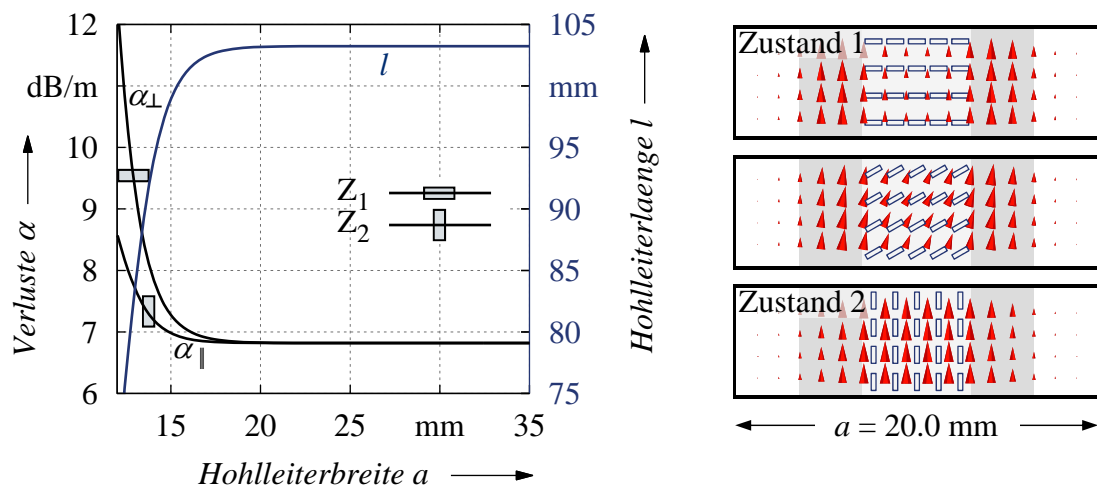


Abb. 6.39: Leitungsverluste in Abhängigkeit der Hohlleiterbreite. Die Permittivität des LC-Containers beträgt 3,82.

Für eine Erhöhung der erreichbaren elektrischen Performanz von Verzögerungsleitungen für steuerbare Antennen sind aufgrund der frequenzabhängigen Phasenverschiebung die beiden zuerst betrachteten Fälle von Bedeutung. Das Diagramm in Abbildung 6.40 zeigt die erreichbare Phasenschiebergüte einer Anordnung nach Abbildung 6.37. Für diese Betrachtungen wurde die Leitfähigkeit der metallischen Berandung zu $40 \cdot 10^6$ S/m und die dielektrischen Verluste des den LC umgebenden Materials zu $\tan(\delta) = 6 \cdot 10^{-3}$ gewählt.

Die zusätzlichen Beiträge zur Leitungsdämpfung verursachen eine leichte Verschiebung der FoM -optimalen Konfiguration (dem Schnittpunkt beider Verluste). Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Leitungstopologien wird die erreichbare Phasenschiebergüte bei entsprechender Auslegung des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit integriertem Flüssigkristallcontainer durch den kleinen Verlustwinkel des Flüssigkristalls begrenzt. Da er bei mikrowellenoptimierten LCs etwa dreimal kleiner als der kurzachsige ist, kann mit dieser Topologie eine deutliche Erhöhung der Phasenschiebergüte gemäß Abbildung 6.40 erreicht werden. Ersichtlich ist außerdem, dass auch bei Ausführungen geringer Hohlleiterbreite, d. h. im Eindeutigkeitsbereich, stets dünne LC-Schichten zu höheren FoM -Ergebnissen führen.

Aufgrund ihrer geringen metallischen Verluste und durch die aus der Feldverzerrung entstehende Performanzerhöhung, ist diese Topologie von allen bisher betrachteten Leitungsphasenschiebern am besten geeignet, die sehr guten HF-Eigenschaften der Flüssigkristalle wirklich auszunutzen.

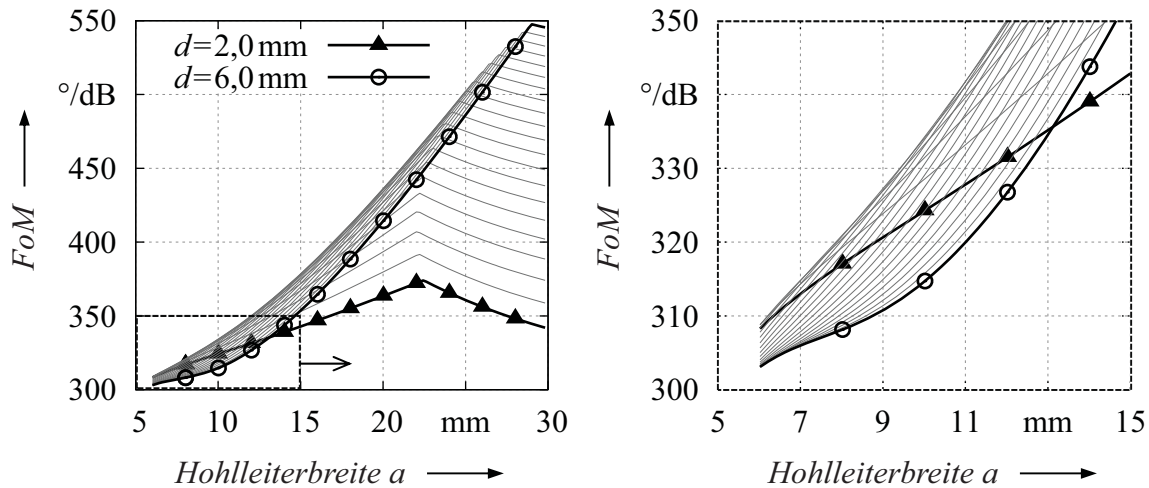


Abb. 6.40: Phasenschiebergüte (FoM) des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit integriertem Flüssigkristallcontainer für verschiedene LC-Schichtbreiten.

6.3.2 Ausführungen des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Flüssigkristallcontainer

Ein erster Aufbau zur Überprüfung des Potenzials teilweise gefüllter Rechteckhohlleiter ist in Abbildung 6.41 dargestellt. Er besteht aus einem 50 mm langen Standard-WR28 Hohlleiter, in den mittig ein schmales, LC-gefülltes PTFE-Schiffchen eingefügt wird.

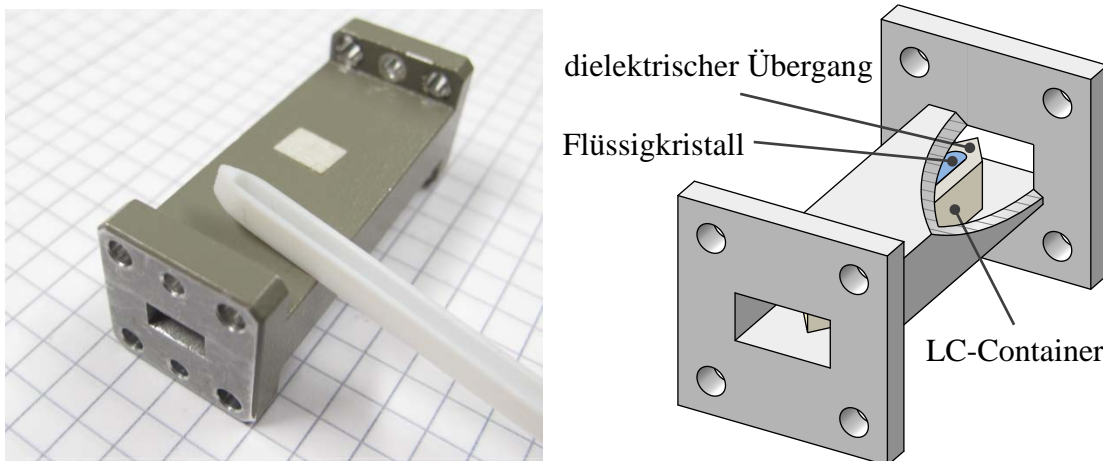


Abb. 6.41: Teilweise LC-gefüllter Standard-WR28 Hohlleiter.

Um die Reflexion der einfallenden TE₁₀-Mode am Übergang des leeren Hohlleiters zum LC-befüllten zu verkleinern, wurde der dielektrische Übergang zum Container keilförmig gestaltet. Die Wandstärke des Schiffchens beträgt 1 mm, die Gesamtbreite 3 mm und die Länge des LC-gefüllten Bereichs ist 30 mm. An beiden Enden befindet sich der jeweils 5 mm lange dielektrische Übergang. Ausgerichtet wurde der Flüssigkristall innerhalb des Hohlleiters

von zwei äußeren Permanentmagneten. Die gemessenen Streuparameter dieser Anordnung sind in Abbildung 6.42 gezeigt.

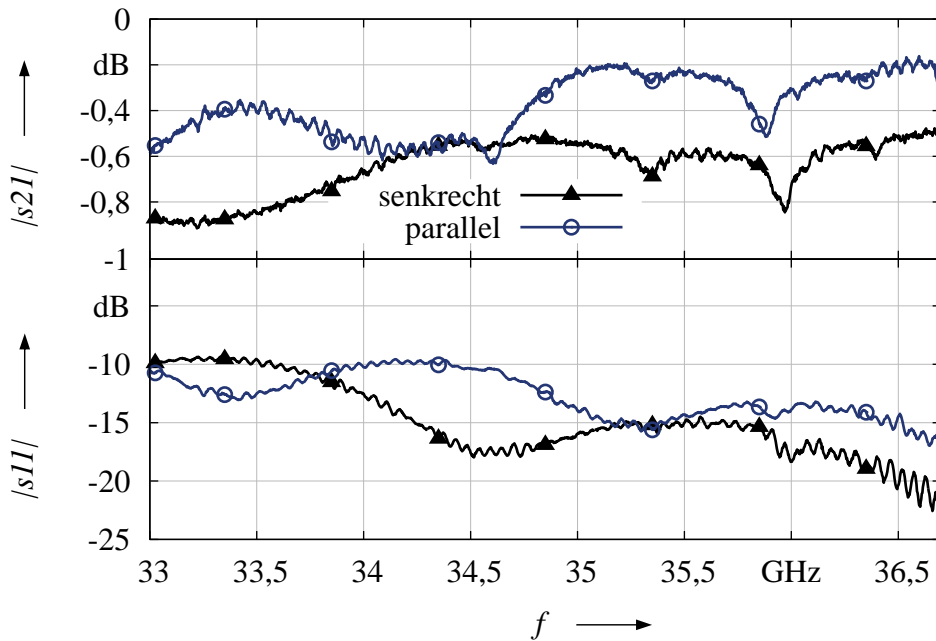


Abb. 6.42: Beträge der Streuparameter in Abhängigkeit der Frequenz f .

Die sich aus den oberen Messergebnissen bestimmbare Phasenverschiebung und FoM der Leitung ist im unten stehenden Diagramm dargestellt.

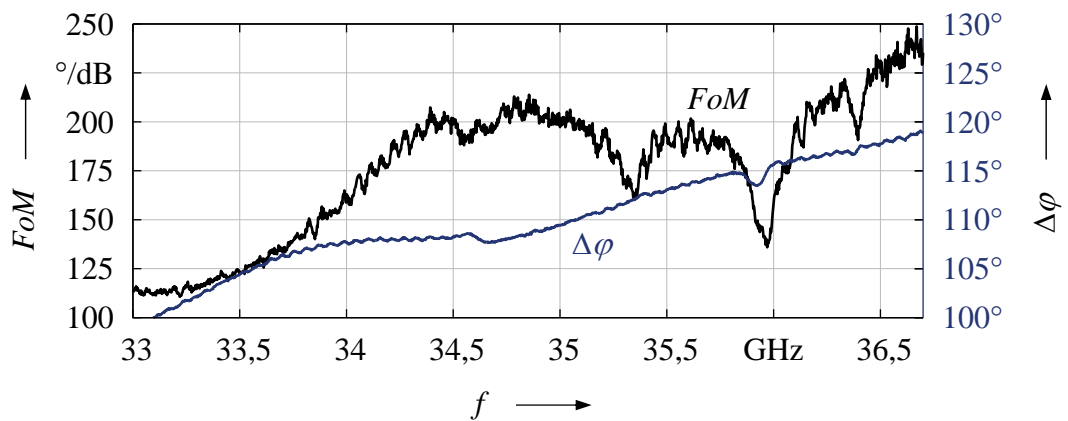


Abb. 6.43: Phasenschiebergüte (FoM) des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Flüssigkristallcontainer.

Entsprechend den obigen Analysen tendiert das Übertragungsverhalten bei steigender Frequenz zu niedrigeren Verlusten bei einer gleichzeitig steigenden Phasenverschiebung. Wobei allerdings auch die Charakteristik des linearen dielektrischen Übergangs mit einer geringeren Rückflussdämpfung bei steigender Frequenz dazu beiträgt. Einschließlich des dielektrischen

Übergangs und den leeren Hohlleiterabschnitten erreicht diese Komponente innerhalb eines Frequenzbereichs von 500 MHz eine FoM von $200^\circ/\text{dB}$. Bei höheren Frequenzen wird aufgrund der dielektrischen Füllung Energie in höhere Moden übertragen, die ab 34,5 GHz im zweiten Zustand ausbreitungsfähig sind. Dies führt zu Einbrüchen in der erreichbaren Performanz, da bei diesem Aufbau bereits Schwankungen der Einfügedämpfung von wenigen zehntel Dezibel ausreichen, um die FoM deutlich zu verringern.

Bei 36,5 GHz erreicht sie ihren höchsten Wert von $240^\circ/\text{dB}$, was gegenüber der erreichten Performanz bisheriger LC-Phasenschieber mehr als eine Verdopplung darstellt, aber auch die Güte von digitalen MEMS-Phasenschiebern deutlich übersteigt.

Die LC-Orientierung mit drehbaren Permanentmagneten eignet sich zur Überprüfung der Leitungstopologie, sie ist allerdings nicht praktikabel für Anwendungen im Bereich der steuerbaren Gruppenantennen. Um den Flüssigkristall stattdessen mit einem elektrischen Steuerfeld auszurichten, eignet sich eine Anordnung von Elektroden, wie sie in Kapitel 5.3.5 vorgeschlagen wurde. Da die Streifenleiter galvanisch voneinander getrennt sind, besteht bei deren Verwendung die Gefahr, dass Energie der Nutzmode in eine der ausbreitungsfähigen TEM-Wellen übertragen wird. Aus diesem Grund wurden zu deren Auslegung verschiedene Substratmaterialien und Leiterdicken untersucht. Am geeignetsten sind Elektrodenbahnen,

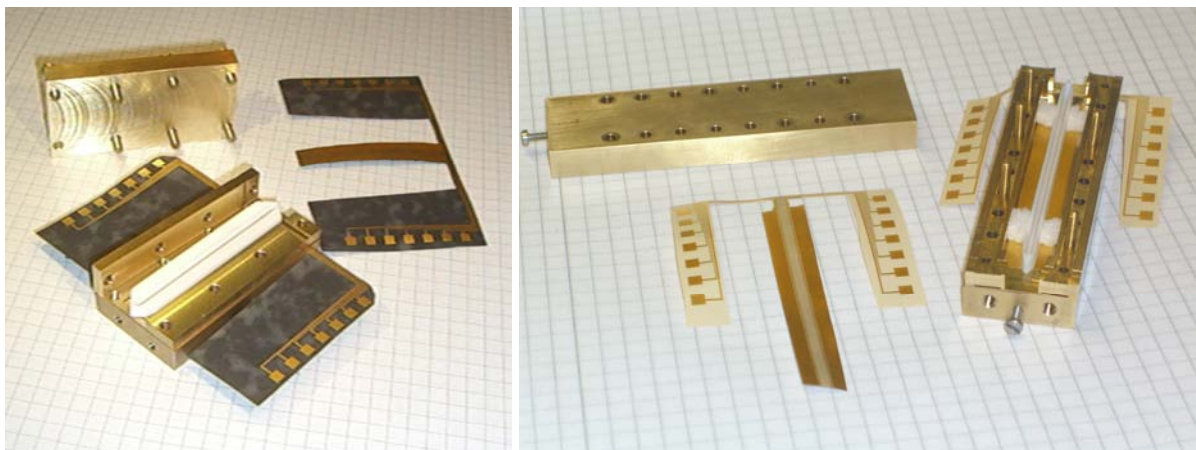


Abb. 6.44: Darstellung verschiedener Elektrodenstrukturen im Rechteckhohlleiter.

deren TEM-Moden eine sehr hohe Dämpfung aufweisen. Mögliche Ausführungsformen sind resistive Leiter wie sie u. a. mit Indiumzinnoxid („Indium Tin Oxide“, ITO) umgesetzt werden können. Eine Alternative besteht in einer inhomogenen Auslegung der Elektrodenbahnen, sodass sie die Eigenschaft einer Bandsperre besitzen. Dies wird beispielsweise mit „Stepped Impedance“-Tiefpassstrukturen erreicht, wenn ihr Durchlassbereich unterhalb der Übertragungsfrequenz endet. Darüber hinaus lässt sich mit sehr dünnen Metallisierungen ($<200\text{ nm}$) eine ebenfalls sehr wirksame Verringerung ihres Einflusses erzielen, wenn sie in Verbindung mit einem dünnen Substratmaterial ($<40\text{ }\mu\text{m}$) verwendet werden.

Die letztgenannte Möglichkeit wurde in Form einer lithografisch verarbeiteten Folie bei der in Abbildung 6.45 dargestellten Ausführung angewandt. Bei Messungen eines Hohlleiters mit Elektrodenbahnen auf einer $12\text{ }\mu\text{m}$ dicken Mylarfolie ist kein Unterschied zur Messung ohne

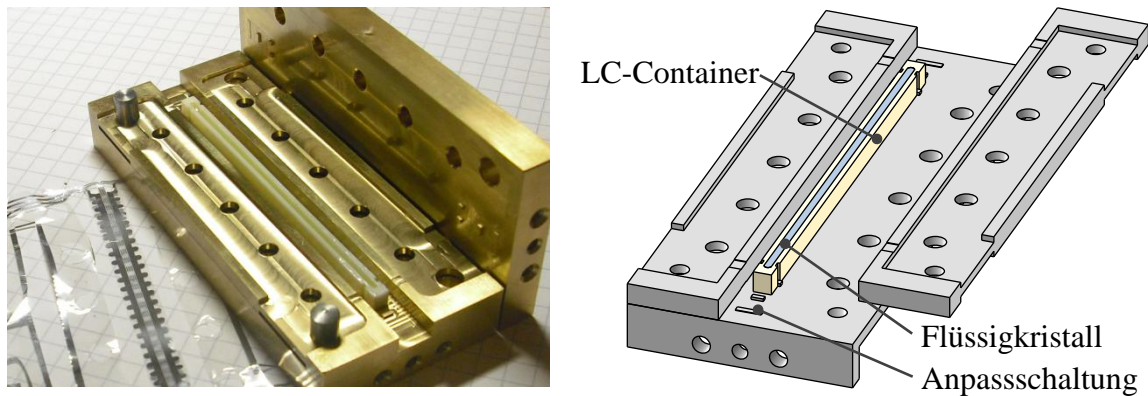


Abb. 6.45: Foto des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Flüssigkristallcontainer.

Elektroden erkennbar. Die sechs Leiterbahnen sind beidseitig und an ihren Enden jeweils zu dritt durch einen schmalen Steg aus der Struktur herausgeführt.

Die Streuparameter dieser Struktur sind in Abbildung 6.46 zusammengefasst.

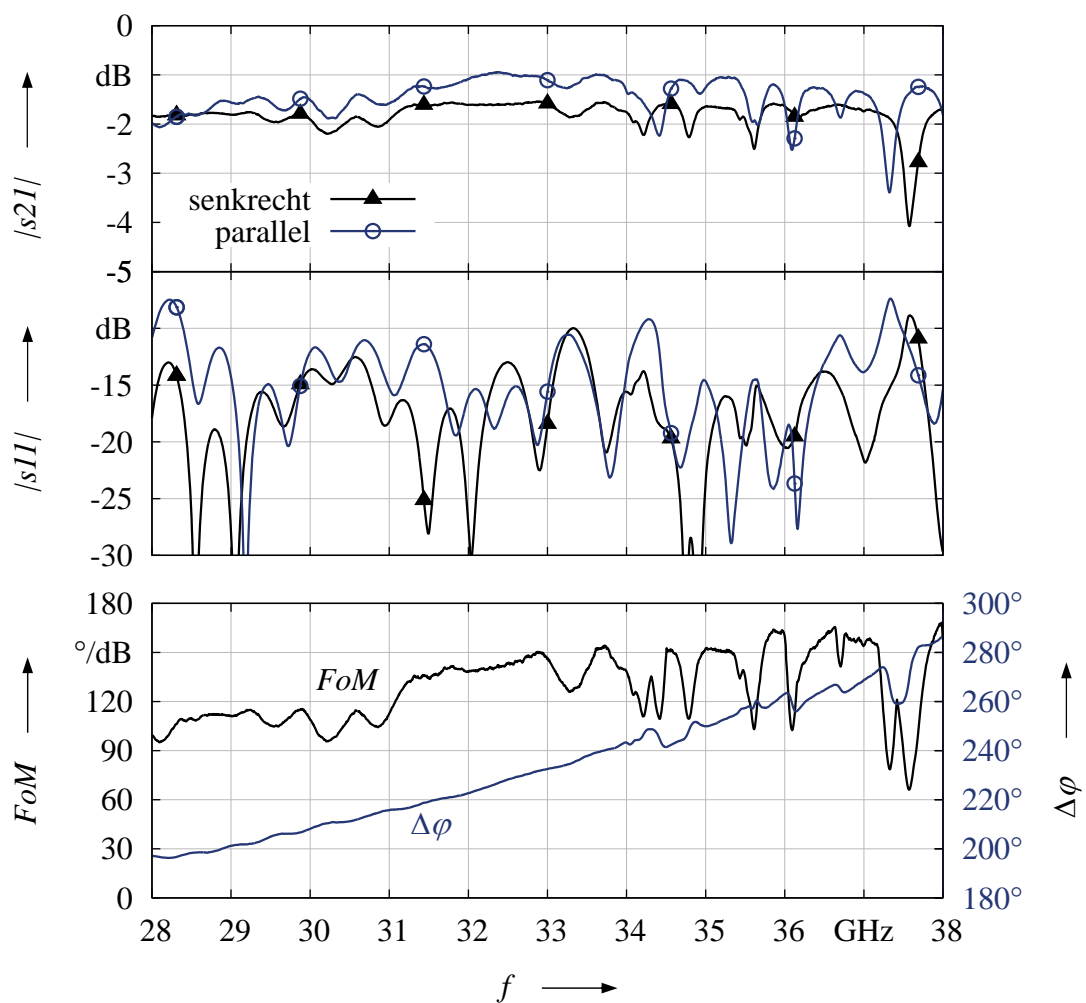


Abb. 6.46: Streuparameter, Phasenverschiebung und (FoM) des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Flüssigkristallcontainer.

Infolge der Ausbreitungsfähigkeit höherer Hohlleitermoden ist deren Verwendung auf Frequenzen unterhalb von 33 GHz begrenzt. Die erreichbare FoM beträgt etwa $140^\circ/\text{dB}$. Für höhere Frequenzen werden parasitäre Hohlleitermoden aufgrund von Unsymmetrien bei der elektrischen Aussteuerung der LC-Direktoren stärker angeregt, als dies bei der magnetischen Orientierung der Fall ist.

Eine diesbezüglich verbesserte Ausführungsform ist in Abbildung 6.47 dargestellt. Im Gegensatz zu den oben betrachteten Rechteckhohlleitern sind beidseitig in der Mitte und an den Seiten zusätzliche 0,6 mm hohe Stege eingebracht, wodurch die Cutoff-Frequenz der nächsten ausbreitungsfähigen TE-Moden erhöht wird.

Die Anpassung dieses Querschnitts zum leeren Hohlleiter wurde durch zwei Zwischenstufen der Stege und einer keilartigen Form des LC-Containers erreicht. Um die Position des Containers zu fixieren, ist er durch je eine Durchgangsbohrung an den Enden mit einer zylinderförmigen Erhebung der Anpassschaltung formschlüssig verbunden.

Die Gesamtlänge des Phasenschiebers beträgt 90 mm, die Hohlleiterbreite und Höhe ist gleich der des WR28 Standardhohlleiters (7,11 und 3,56) mm.

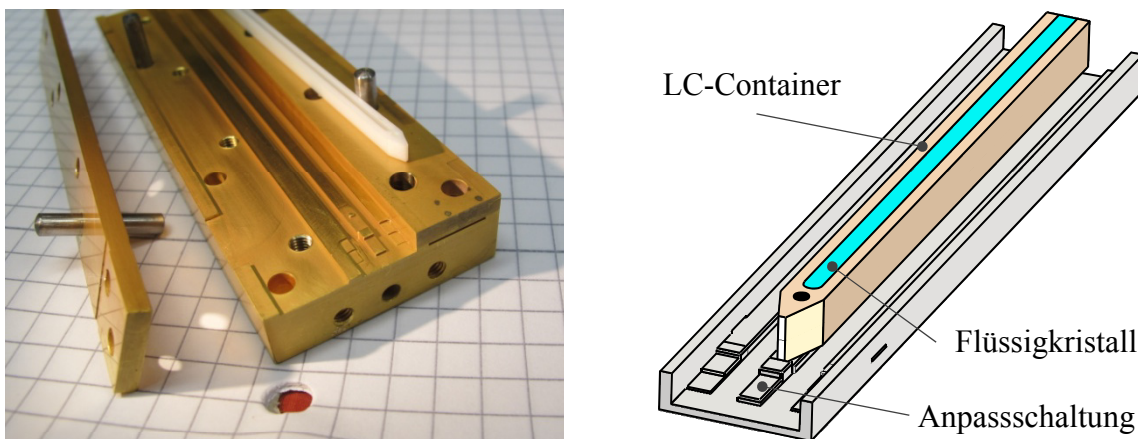


Abb. 6.47: Foto des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Flüssigkristallcontainer und geändertem Querschnitt.

Die aus den gemessenen Streuparametern bestimmbare Phasenverschiebung, FoM und Eingangsreflexion der Leitung ist in Abbildung 6.48 dargestellt.

Unterhalb von 32,5 GHz beträgt die Rückflussdämpfung 20 dB, darüber hinaus verringert sie sich auf etwa 10 dB im Fall einer Aussteuerung parallel zum elektrischen Feld der quasi-TE₁₀-Mode. Durch den geänderten Querschnitt ist der Frequenzbereich bis 38 GHz störmodenfrei, sodass die Phasenschiebergüte um 34 GHz wieder Werte bis $200^\circ/\text{dB}$ erreicht. Aufgrund der höheren Reflexion im verlustreicheren Zustand fällt sie ab 35 GHz wieder auf Werte um $160^\circ/\text{dB}$.

Die Aussteuerung erfolgte zur Überprüfung der Komponente wieder magnetisch.

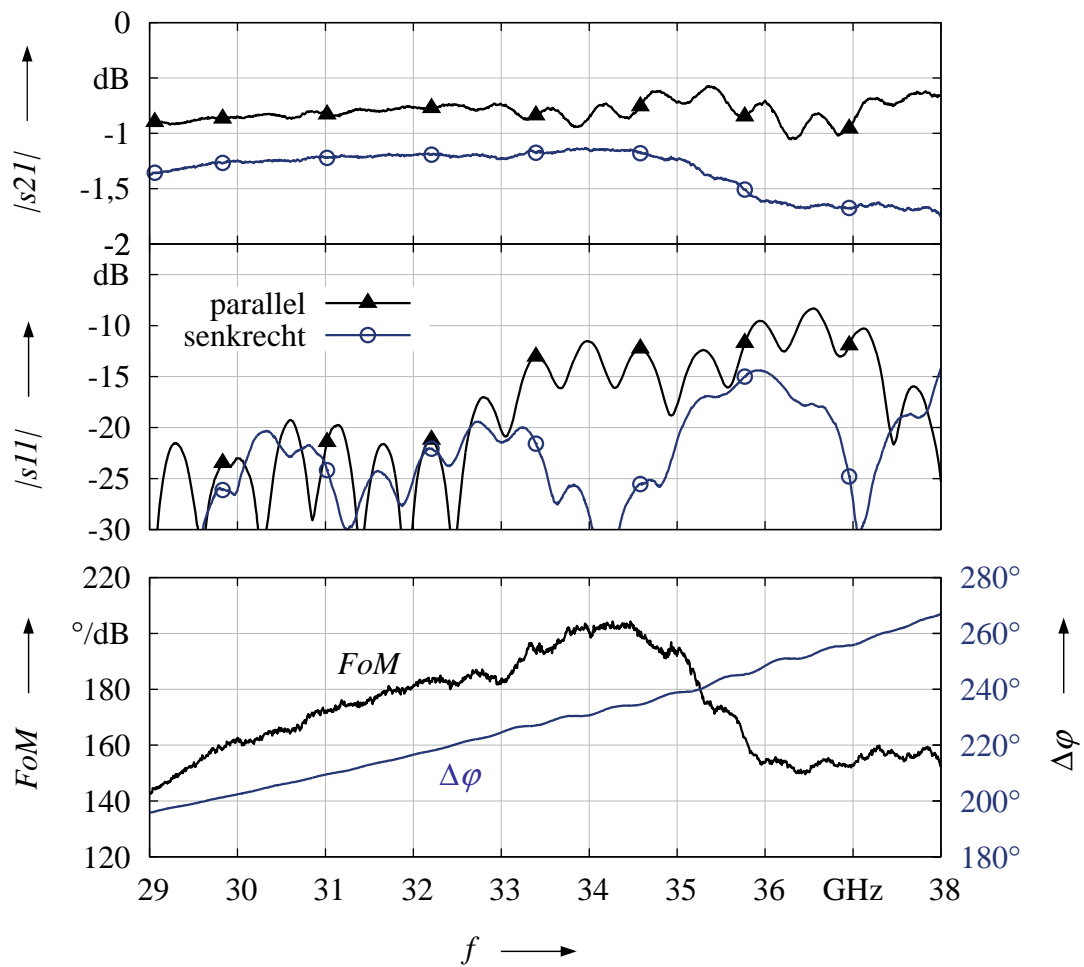


Abb. 6.48: Streuparameter, Phasenverschiebung und FoM des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Steg und Flüssigkristallcontainer.

6.3.3 Weiterentwicklung der Rechteckhohlleiterphasenschieber mit Flüssigkristallcontainer

Die Performanzerhöhung der bislang vorgestellten Ausführungsformen gegenüber bisher veröffentlichten LC-Phasenschiebern ist auf die geringen metallischen Verluste der Hohlleitertopologie in Verbindung mit der Feldverdrängung zurückzuführen.

Betrachtet man die Übertragungsdämpfung der letzten Struktur (Abbildung 6.48) wird deutlich, dass der Vorteil der Feldverdrängung nur teilweise ausgenutzt wird, da in den Endzuständen der Verlustanteil der kurzen LC-Achse noch überwiegt. Eine Angleichung der Dämpfung beider Zustände bedingt eine Verbreiterung der Hohlleiterstruktur, wobei die Ausbreitungsfähigkeit höherer Moden die erreichbare Performanz deutlich beeinträchtigt (Abbildung 6.45). Zudem ist die benötigte Leitung zur Umsetzung von 360°-Phasenschiebern vergleichsweise lang, was bei Hohlleitern ein hohes Gewicht und Volumen zur Folge hat. Insbesondere bei Anwendungen in der Satellitentechnik muss diesbezüglich ein Kompromiss

gefunden werden.

Eine Möglichkeit beide Probleme zu vermeiden, besteht in der Ausführung dieser Komponenten in Form eines „*Higher-Order-Mode*“-Filters. Durch das Einfügen von Diskontinuitäten wird hierbei die Grundmode innerhalb eines gewählten Frequenzbereichs entsprechend einer vorgegebenen Filtercharakteristik übertragen, die Ausbreitungsfähigkeit höherer Moden hingegen unterdrückt. Da der Hohlleiter eine dielektrische Füllung besitzt, kann dies durch Abschnitte ohne zusätzliche Dielektrika oder einer teilweisen Verengung des Hohlleiterquerschnitts erreicht werden. Aufgrund der Übertragungsfunktion ist die Phasensteilheit und damit die elektrische Länge der Komponente in Abhängigkeit der Filterordnung und gewählten Welligkeit erhöht. Daher wird zum Erreichen einer vorgegebenen Phasenverschiebung eine geringere physikalische Länge benötigt.

Zusätzlich wird die performanzerhöhende Angleichung der Leitungsdämpfung beider Endzustände ermöglicht, wenn die Änderung der LC-Ausrichtung zu einer Frequenzverschiebung des Filters führt. Um dies auszunutzen, sollte der verlustärmere zweite Endzustand bei der Betriebsfrequenz am oberen Ende des Durchlassbereichs liegen, da die Übertragungsdämpfung infolge der höheren Gruppenlaufzeit in Richtung der Bandkante wächst. Gleichzeitig vergrößert sich der differenzielle Phasenhub, sodass die *FoM* durch die höhere Steuerbarkeit steigt.

Im Gegensatz zur oben beschriebenen Feldverdrängung beschränkt sich dieser Effekt auf einen vergleichsweise schmalbandigen Bereich. Je nach vorgegebener Bandbreite kann er allerdings mit einem geeigneten Querschnitt des teilweise gefüllten Hohlleiters verknüpft werden, wodurch die *FoM*-optimale Auslegung der jeweiligen Komponente ermöglicht wird.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die Entwicklung flüssigkristall-basierter steuerbarer Hochfrequenzkomponenten umfasst ein breites Spektrum interdisziplinärer Forschungsfelder. Wesentliche Fortschritte zu deren technischen Beherrschung und Anwendbarkeit werden dabei durch die Entwicklung von Entwurfsmethoden für steuerbare Schaltungen, der Materialcharakterisierung und -verbesserung, ihrer numerischen Modellierung und der damit ermöglichten optimalen Auslegung LC-basierter Komponenten in verschiedenen Technologien erreicht. Der inhaltliche Schwerpunkt dieser Arbeit ist auf die Ausarbeitung grundlegender Beiträge zur Lösung dieser Problemstellungen gerichtet.

Ein entscheidendes Kriterium für die Anwendbarkeit von Flüssigkristallen als steuerbare Funktionsdielektrika in der Mikrowellentechnik ist die aus ihren dielektrischen Eigenschaften bestimmbare Materialgüte. Deren genaue Bestimmung wird mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Messsystem ermöglicht, das für die Firma Merck entwickelt wurde. Im Rahmen dieser Zusammenarbeit gelang im Umkehrschluss die Synthese bislang unerreicht hochperformanter LCs, deren Materialgüte diejenige von herkömmlichen steuerbaren Mikrowellendielektrika um mehr als einen Faktor drei übersteigt. Neben dieser Klasse hochperformanter LCs führte diese Entwicklung auch erstmalig zur Synthese eines kommerziell erhältlichen und speziell für Mikrowellenanwendungen optimierten Flüssigkristalls. Nachdem in vorangegangenen Jahren von den wenigen Forschern mit Zugriff auf Kleinstmengen experimenteller Mischungen gewirtschaftet werden musste, stehen Mikrowellen-LCs nun allen Interessenten in ausreichender Menge zur Verfügung.

Wird die Firma Merck aufgrund der erzielten Fortschritte bei der Entwicklung mikrowellen-optimierter Flüssigkristalle als führenden Vorreiter betrachtet, stellt das für diesen Zweck entwickelte Messsystem den gegenwärtigen Standard zur Bestimmung der temperaturabhängigen dielektrischen Materialeigenschaften dar. Dessen wesentliche Eigenschaften wie die Reproduzierbarkeit, aber auch die Ableitung der dieser Materialauswertung zugrunde liegenden Feldgleichungen wurden im vierten Kapitel ausführlich diskutiert.

Weitere in dieser Arbeit entwickelte Methoden zur Materialcharakterisierung umfassen die

stärkere Ausnutzung numerischer, insbesondere auf Finiten-Differenzen basierenden Verfahren, die ursprünglich bei der Simulation globaler Struktureigenschaften wie Resonanzfrequenzen Verwendung finden. Sie basieren auf einer Umformulierung der herkömmlichen Methode zu einem Eigendielektrik-Problem und erlauben die Bestimmung dielektrischer Eigenschaften unbekannter Materialproben in einer beliebigen Messanordnung mithilfe einer einzigen Simulation. Wird dieses Verfahren implizit mit einer analytischen Näherungslösung verknüpft, ermöglicht es eine äußerst effiziente Berechnung, die aufgrund ihrer Allgemeingültigkeit auch zu qualitativ besseren Ergebnissen führt, da sie beispielsweise gegenüber Störungsrechnungen eine gemeinsame Berücksichtigung aller wesentlichen Einflussgrößen erlaubt. Einmal implementiert ermöglicht sie die genaue Auswertung beliebiger Messaufbauten ohne die ansonsten aufwendige Ausarbeitung jeweils problemspezifischer Felddbeschreibungen. Zusammen mit den Vorteilen hinsichtlich der erreichbaren Genauigkeit sind die hier erstmals entwickelten Verfahren besonders attraktiv. Auch im Hinblick auf die stetig zunehmende Leistungsfähigkeit moderner Arbeitsrechner ist daher anzunehmen, dass sich diese oder ähnlich flexible numerische Methoden zur Materialcharakterisierung durchsetzen werden.

Die so gewonnenen dielektrischen Eigenschaften verschiedener Flüssigkristalle bildeten zusammen mit einem entwickelten Simulationsprogramm die Grundlage für eine umfassende Untersuchung verschiedenster Topologien LC-basierter Verzögerungsleitungen. Deren Modellierung gelang durch die Verknüpfung der numerischen Lösung der Laplacegleichung und LC-Direktordynamik mit der Simulation frequenzabhängiger Eigenwellen in inhomogenen anisotropen Medien. Zum einen wird dadurch die Auswertung des transienten Verhaltens LC-gefüllter Wellenleiter in Bezug auf die jeweils betrachtete Übertragungsmode erlaubt. Die damit gewonnenen Einsichten in die physikalischen Vorgänge bei Steuervorgängen sowie deren Einfluss auf die geometrieabhängigen Schaltverläufe waren bislang nicht möglich. Zum anderen können die wesentlichen HF-Eigenschaften wie die Wellenlänge, Leitungsimpedanz, die Dämpfung und daraus abgeleiteter Größen wie die Steuerbarkeit und die elektrische Performanz untersucht und bei entsprechender Auslegung verbessert, bzw. auf die jeweilige Anwendung zugeschnitten werden.

Darüber hinaus wurde damit die Entwicklung und Analyse neuer Steuerkonzepte ermöglicht, bei denen der Flüssigkristall ausschließlich mit elektrischen Feldern ausgerichtet wird. Die Anwendung dieser Technik bei planaren Strukturen führt bei akzeptablen Einbußen der Steuerbarkeit zu einer Verringerung der Schaltzeiten um mehrere Größenordnungen. Insbesondere eröffnet sie aber den Zugang steuerbarer LC-basierter Phasenschieber zur Integration in besonders hochgütige Leitungstopologien wie dem Rechteckhohlleiter. Zusammen mit den Ergebnissen der mikrowellenoptimierten Flüssigkristalle führte dies zur Ausführung herausragend hochperformanter Verzögerungsleitungen, welche die Güte aller aus der Literatur bekannten elektrisch steuerbaren Phasenschieber deutlich übertrifft.

Die Anwendungsmöglichkeiten dieser Technologie sind vielfältig und werden in mehreren vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) geförderten Verbundprojekten

weiterentwickelt. Gegenwärtig liegt im Rahmen des *LISA*-Projektes¹ die Zielstellung in der Überführung derartiger Strukturen in ein für Weltraumanwendungen qualifizierbares Design, um mehrere hundert dieser elektrisch steuerbaren LC-Phasenschieber innerhalb des Hohlleiterverteilsnetzwerks einer stark gerichteten Gruppenantenne mit hohem Gewinn einzusetzen. Auf diese Weise kann die Richtung des Antennenstrahls geschwenkt werden, ohne mechanisch bewegbare Teile zu benötigen. Neben der sehr hohen elektrischen Performanz liegt der Schwerpunkt auch auf der besonders leichten Ausführung derartiger Verzögerungsleitungen. Die metallischen Hohlleiterwände werden dabei galvanisch auf einen LC-Container aufgebracht.

Eine weitere Anwendung besteht im Aufbau schmalbandiger Filter hoher Ordnung mit variabler Mittenfrequenz, deren Auslegung beispielsweise mit den in dieser Arbeit entwickelten Syntheseverfahren ermöglicht wird. Die Entwicklung derartiger Filter mit unterschiedlichen Spezifikationen ist das Ziel im *Liquida Sky*-Projekt². Sie bilden einen wesentlichen Bestandteil des neuen *Flex-INet*-Konzepts, bei dem grundlegende Komponenten eines Satellitenkommunikationssystems im Betrieb adaptiv auf z.B. andere Übertragungskanäle angepasst werden können. Deren Erprobung innerhalb eines geostationären Forschungssatelliten wird im Rahmen der Heinrich Hertz (H2Sat)-Mission angestrebt.

Eine Integration von Hohlleiterphasenschiebern in „*Low Temperature Cofired Ceramics*“ (LTCC) zur Umsetzung modular erweiterbarer, phasengesteuerter Antennenelemente gelang im *Liquida 2*-Projekt³. Mit diesen LTCC-Modulen können zweidimensional schwenkbare Antennen realisiert werden. Erste Untersuchungen wurden dabei im *Liquida*-Projekt⁴ verfolgt, indem erstmals die LTCC-Technologie zur Umsetzung flüssigkristallgefüllter Phasenschieber für Satellitenanwendungen erprobt wurde. Neben den Hohlleiterstrukturen wurden ebenfalls planare Leitungstopologien untersucht, mit denen die Funktionalität der LC-Phasenschieber für eine schwenkbare Gruppenantenne nachgewiesen werden konnte.

Die elektrische Performanz der LTCC-integrierten Phasenschieber ist geringer im Vergleich zum Hohlleiter, sie ermöglicht aber die Umsetzung sehr kompakter Module und die gleichzeitige Integration benötigter Steuerschaltungen und weiterer HF-Elementen wie Antennenstrahler oder Filter. Da es sich bei LTCC um eine der HF-Standardtechnologien handelt, ist deren weitere Integration bereits Stand der Technik. Die Möglichkeiten der LC-LTCC-Technologie zur Realisierung weiterer steuerbarer Komponenten für ein passives „*Multi-Feed*“-Antennensubsystem werden gegenwärtig in *Liquida K*⁵ ausgebaut.

¹FKZ: 50 YB 1113

²FKZ: 50 YB 1104

³FKZ: 50 YB 0921

⁴FKZ: 50 YB 0620

⁵FKZ: 50 YB 1316

Anhang A

Mathematischer Anhang

A.1 Störungsrechnung beim unbefüllten zylindrischen Resonator

Betrachtet wird der zylindrische Resonator mit einem Querschnittsprung gemäß unterer Abbildung mit den Radien $R_3 = 6 \text{ mm}$, $R_{BÖ} = 1 \text{ mm}$ und $h = 12 \text{ mm}$.

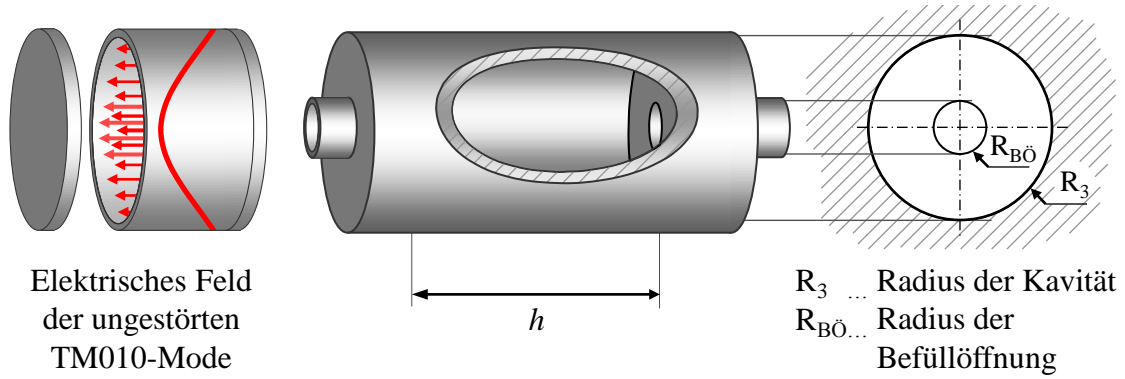


Abb. A.1: Zylindrischer Resonator mit Befüllöffnung.

Die Resonanzfrequenz der quasi-TM010-Mode ohne dielektrische Füllung ergibt sich aus der Störungsrechnung nach Kapitel 4.1.2. Zunächst werden von den Moden im Resonator und dem Befüllöffnungskanal die Amplitudenkoeffizienten der E_ρ -Komponenten aus der Fourierentwicklung

$$a_{n,\text{Res},\rho} = \frac{\int_0^{R_{BÖ}} E_{\rho,St} \cdot J_1\left(\rho \frac{\lambda_n}{R_3}\right) \rho d\rho}{\int_0^{R_3} \rho \cdot J_1\left(\rho \frac{\lambda_n}{R_3}\right)^2 d\rho} \quad \text{und} \quad a_{n,BÖ,\rho} = \frac{\int_0^{R_{BÖ}} E_{\rho,St} \cdot J_1\left(\rho \frac{\lambda_n}{R_{BÖ}}\right) \rho d\rho}{\int_0^{R_{BÖ}} \rho \cdot J_1\left(\rho \frac{\lambda_n}{R_{BÖ}}\right)^2 d\rho} \quad (\text{A.1})$$

mit $f_1 = 0,526482$, $f_2 = 0,675110$ und $f_3 = -0,104593$ zu

$$a_{n,\text{Res},\rho} = -\frac{4E_0}{R_{\text{BÖ}} \pi} \left(\frac{2^{f_2-1} f_1 f_2 \Gamma(f_2) R_{\text{BÖ}}^2 J_{1+f_2} \left(\lambda_n \frac{R_{\text{BÖ}}}{R_3} \right)}{R_3^2 J_1(\lambda_n)^2 \left(\lambda_n \frac{R_{\text{BÖ}}}{R_3} \right)^{f_2}} + \frac{J_2 \left(\lambda_n \frac{R_{\text{BÖ}}}{R_3} \right) f_3 R_{\text{BÖ}}}{\lambda_n J_1(\lambda_n)^2} \right), \quad (\text{A.2})$$

und

$$a_{n,\text{BÖ},\rho} = -\frac{4E_0}{R_{\text{BÖ}} \pi} \frac{f_3 J_2(\lambda_n) + \lambda_n 2^{f_2} f_1 f_2 J_{1+f_2}(\lambda_n) \lambda_n^{-f_2} \Gamma(f_2)}{\lambda_n J_1(\lambda_n)^2} \quad (\text{A.3})$$

bestimmt. Für das obige Beispiel ergeben sie sich zu

$$a_{n,\text{Res},\rho} = \begin{pmatrix} -0,00678509089207539 \\ -0,0339266510289259 \\ -0,0739211410440136 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad a_{n,\text{BÖ},\rho} = \begin{pmatrix} -0,814436964811725 \\ 0,580007268164688 \\ -0,494704352279861 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Im nächsten Schritt werden die Dämpfungskonstanten $\alpha_{n,\text{Res}}$ und $\alpha_{n,\text{BÖ}}$ mit

$$\alpha_{n,\text{Res}} = \sqrt{\left(\frac{\lambda_n}{R_3} \right)^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2} \quad \text{und} \quad \alpha_{n,\text{BÖ}} = \sqrt{\left(\frac{\lambda_n}{R_{\text{BÖ}}} \right)^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2} \quad (\text{A.5})$$

berechnet, wobei λ_n der n 'ten Nullstelle der Besselfunktion nullter Ordnung entspricht ($\lambda_1 = 2,405$, $\lambda_2 = 5,52$, ...). Die Amplitudenkoeffizienten der E_z -Komponenten

$$a_{n,\text{Res},z} = -\frac{\lambda_n a_{n,\text{Res},\rho}}{R_3 \alpha_{n,\text{Res}}} \quad \text{und} \quad a_{n,\text{BÖ},z} = -\frac{\lambda_n a_{n,\text{BÖ},\rho}}{R_{\text{BÖ}} \alpha_{n,\text{BÖ}}} \quad (\text{A.6})$$

ergeben sich daraus zu

$$a_{n,\text{Res},z} = \begin{pmatrix} 0 \\ -0,037691427730306 \\ -0,0769521694135752 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad a_{n,\text{BÖ},z} = \begin{pmatrix} 0,82598983922257 \\ -0,581542235046608 \\ 0,495235815639892 \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Um die Stetigkeit von E_z bei $\rho = z = 0$ zu erfüllen, muss die Amplitude der TM01-Mode (die keine ρ -Komponente besitzt) mit

$$\sum_{n=1}^N a_{n,\text{BÖ},z} - \sum_{n=2}^N a_{n,\text{Res},z} \frac{e^{h \cdot \alpha_{n,\text{Res}}} + 1}{1 - e^{h \cdot \alpha_{n,\text{Res}}}} \quad (\text{A.8})$$

bestimmt werden. Für höhere Moden konvergiert der Bruch aus Gleichung (A.8) gegen -1 .

Mit dem nun bekannten Feldbild berechnet sich die tatsächliche Resonanzfrequenz über

$$\omega^2 = \frac{\sum_{n=1}^N \iiint_{V_{Res}} \vec{E}_{n,Res}^* \varepsilon \vec{E}_{n,Res} dV + \sum_{m=1}^M \iiint_{V_{B\ddot{O}}} \vec{E}_{m,B\ddot{O}}^* \varepsilon \vec{E}_{m,B\ddot{O}} dV}{\sum_{n=1}^N \iiint_{V_{Res}} (\nabla \times \vec{E}_{n,Res}^*) \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}_{n,Res}) dV + \sum_{m=1}^M \iiint_{V_{B\ddot{O}}} (\nabla \times \vec{E}_{m,B\ddot{O}}^*) \mu^{-1} (\nabla \times \vec{E}_{m,B\ddot{O}}) dV} \quad (\text{A.9})$$

mit

$$T_{A,n \geq 2} = \frac{J(1, \lambda_n)^2 (\alpha_{n,Res} a_{n,Res,\rho} R_3 + a_{n,Res,z} \lambda_n)^2}{8 \alpha_{n,Res} \operatorname{csch}(\alpha_{n,Res} R_3/2)^2 \alpha_{n,Res} h + 2 \coth(\alpha_{n,Res} h/2)} \quad (\text{A.10})$$

$$T_{A,n=1} = \frac{(a_{1,Res,z} J(1, \lambda_1) - 2 a_{1,Res,\rho} R_3)^2 J(1, \lambda_1)^2}{4 h} \quad (\text{A.11})$$

$$T_{B,n \geq 2} = R_3^2 J(1, \lambda_n)^2 \frac{\operatorname{csch}(\alpha_{n,Res} h/2)^2 \alpha_{n,Res} (a_{n,Res,z}^2 - a_{n,Res,\rho}^2) h}{8 \alpha_{n,Res}} + R_3^2 J(1, \lambda_n)^2 \frac{(a_{n,Res,\rho}^2 + a_{n,Res,z}^2) 2 \coth(\alpha_{n,Res} h/2)}{8 \alpha_{n,Res}} \quad (\text{A.12})$$

$$T_{B,n=1} = \frac{(a_{1,Res,\rho}^2 + 3 a_{1,Res,z}^2) h R_3^2 J(1, \lambda_1)^2}{12} \quad (\text{A.13})$$

$$T_C = \frac{(a_{n,B\ddot{O},z} \lambda_n + \alpha_{n,B\ddot{O}} \alpha_{n,B\ddot{O}} R_{B\ddot{O}})^2 J(1, \lambda_n)^2}{4 \alpha_{n,B\ddot{O}}} \quad (\text{A.14})$$

$$T_D = \frac{(a_{n,B\ddot{O},\rho}^2 + a_{n,B\ddot{O},z}^2) R_{B\ddot{O}}^2 J(1, \lambda_n)^2}{4 \alpha_{n,B\ddot{O}}} \quad (\text{A.15})$$

zu

$$f_{Res} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N T_A + \sum_{n=1}^N T_C}{\sum_{n=1}^N T_B + \sum_{n=1}^N T_D} \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}}. \quad (\text{A.16})$$

Für das hier betrachtete Beispiel betragen die oberen Koeffizienten

$$T_A = \begin{pmatrix} 0,004333 \\ 5,456 \cdot 10^{-8} \\ 3,516 \cdot 10^{-8} \\ \vdots \end{pmatrix}; T_B = \begin{pmatrix} 2,681 \cdot 10^{-8} \\ 3,237 \cdot 10^{-8} \\ 5,450 \cdot 10^{-8} \\ \vdots \end{pmatrix} \text{ und} \quad (\text{A.17})$$

$$T_C = \begin{pmatrix} 8,651 \cdot 10^{-8} \\ 1,506 \cdot 10^{-9} \\ 1,801 \cdot 10^{-10} \\ \vdots \end{pmatrix}; T_D = \begin{pmatrix} 3,823 \cdot 10^{-11} \\ 3,547 \cdot 10^{-12} \\ 1,044 \cdot 10^{-12} \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

und die tatsächliche Resonanzfrequenz f_{Res} folgt daraus zu 19,15227 GHz (bei einer Million betrachteten Moden).

A.2 Numerische Lösung der Laplace-Gleichung

Betrachtet wird der Querschnitt eines in $\pm z$ -Richtung unendlich ausgedehnten Wellenleiters gemäß der unteren Abbildung.

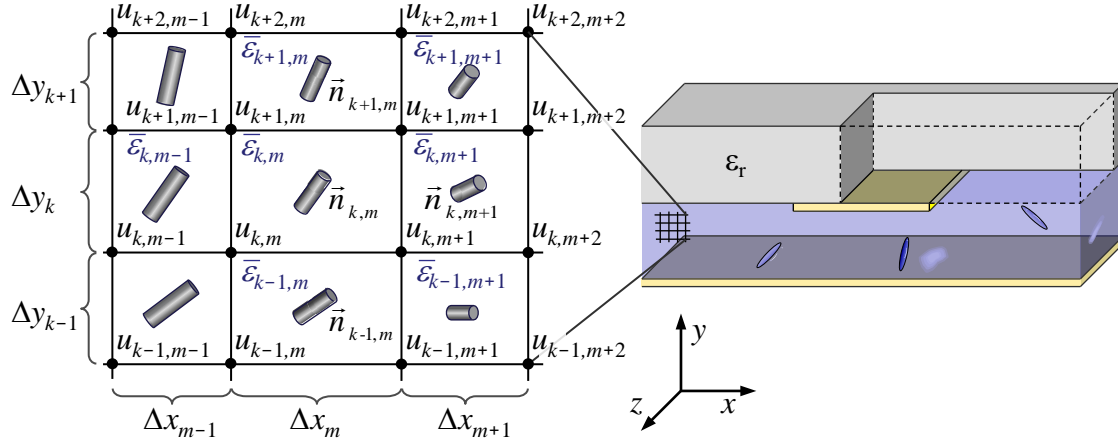


Abb. A.2: Deklaration der Potentiale und Gitter.

Die Laplace-Gleichung unter Berücksichtigung anisotroper Materialien

$$\varepsilon_{xx} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \varepsilon_{yy} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2\varepsilon_{xy} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \left(\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.19})$$

wird mit dem Finiten-Differenzen-Schema auf einem orthogonalen Gitter in kartesischen Koordinaten gelöst, indem für jeden Gitterpunkt (k, m) eine Gleichung aufgestellt wird. Dazu wird die Abhängigkeit der Potentiale u von x und y auf dem Gitter mit einem Polynom zweiten Grades mit der Taylor-Reihenentwicklung gemäß

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= 2 \varepsilon_{xx}|_{k,m} \cdot \frac{u_{k,m+1} \Delta x_{m-1} + u_{k,m-1} \Delta x_m + u_{k,m} (\Delta x_{m-1} - \Delta x_m)}{\Delta x_{m-1} \Delta x_m (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m)} \\ \varepsilon_{yy} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= 2 \varepsilon_{yy}|_{k,m} \cdot \frac{u_{k+1,m} \Delta y_{k-1} + u_{k-1,m} \Delta y_k + u_{k,m} (\Delta y_{k-1} - \Delta y_k)}{\Delta y_{k-1} \Delta y_k (\Delta y_{k-1} + \Delta y_k)} \\ 2 \varepsilon_{xy} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} &= 2 \varepsilon_{xy}|_{k,m} \cdot \left(\frac{\Delta x_m \Delta y_{k-1} (u_{k+1,m} - u_{k,m} + u_{k,m-1} - u_{k+1,m-1})}{\Delta y_k \Delta x_{m-1} (\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} + \dots \right) \\ &\vdots \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

durch ihre Nachbarelemente ausgedrückt. Nach der Substitution von Gleichung (A.20) in (A.19) lässt sich für jeden Gitterknoten die Beziehung

$$\begin{aligned} A_0 \cdot u_{k,m} &= A_1 \cdot u_{k,m+1} + A_2 \cdot u_{k+1,m} + A_3 \cdot u_{k,m-1} + A_4 \cdot u_{k-1,m} + \\ &A_5 \cdot u_{k+1,m+1} + A_6 \cdot u_{k+1,m-1} + A_7 \cdot u_{k-1,m-1} + A_8 \cdot u_{k-1,m+1} \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

aufstellen. Die A -Koeffizienten ergeben sich zu

$$A_1 = \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta x_{m-1} (\Delta y_k - \Delta y_{k-1}) + \left(2 \varepsilon_{xx} + \left(\frac{d\varepsilon_{xx}}{dx} + \frac{d\varepsilon_{xy}}{dy} \right) \Delta x_{m-1} \right) \Delta y_k \Delta y_{k-1}}{\Delta y_k \Delta y_{k-1} \Delta x_m (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m)} \quad (\text{A.22})$$

$$A_2 = \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta y_{k-1} (\Delta x_m - \Delta x_{m-1}) + \left(2 \varepsilon_{yy} + \left(\frac{d\varepsilon_{xy}}{dx} + \frac{d\varepsilon_{yy}}{dy} \right) \Delta y_{k-1} \right) \Delta x_{m-1} \Delta x_m}{\Delta x_{m-1} \Delta x_m \Delta y_k (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.23})$$

$$A_3 = \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta x_m (\Delta y_{k-1} - \Delta y_k) + \left(2 \varepsilon_{xx} - \left(\frac{d\varepsilon_{xx}}{dx} + \frac{d\varepsilon_{xy}}{dy} \right) \Delta x_m \right) \Delta y_k \Delta y_{k-1}}{\Delta y_k \Delta y_{k-1} \Delta x_{m-1} (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m)} \quad (\text{A.24})$$

$$A_4 = \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta y_k (\Delta x_{m-1} - \Delta x_m) + \left(2 \varepsilon_{yy} - \left(\frac{d\varepsilon_{xy}}{dx} + \frac{d\varepsilon_{yy}}{dy} \right) \Delta y_k \right) \Delta x_{m-1} \Delta x_m}{\Delta x_{m-1} \Delta x_m \Delta y_{k-1} (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.25})$$

$$A_5 = \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta x_{m-1} \Delta y_{k-1}}{\Delta x_m (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m) \Delta y_k (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.26})$$

$$A_6 = \frac{-2 \varepsilon_{xy} \Delta x_m \Delta y_{k-1}}{\Delta x_{m-1} (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m) \Delta y_k (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.27})$$

$$A_7 = \frac{2 \varepsilon_{xy} \Delta x_m \Delta y_k}{\Delta x_{m-1} (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m) \Delta y_{k-1} (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.28})$$

$$A_8 = \frac{-2 \varepsilon_{xy} \Delta x_{m-1} \Delta y_k}{\Delta x_m (\Delta x_{m-1} + \Delta x_m) \Delta y_{k-1} (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.29})$$

$$A_0 = \sum_{n=1}^8 A_n. \quad (\text{A.30})$$

Die Permittivitäten in den obigen Gleichungen sind an der Stelle des Potentialknotens $u_{k,m}$ definiert und werden mit der Näherung eines homogenen und zellweise linear veränderlichen Materials aus der jeweiligen Mitte der Nachbarzellen modelliert. Sie ergeben sich zu

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\varepsilon_{xx,(k,m)} \Delta x_{m-1} \Delta y_{k-1} + \varepsilon_{xx,(k,m-1)} \Delta x_m \Delta y_{k-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} + \frac{\varepsilon_{xx,(k-1,m-1)} \Delta x_m \Delta y_k + \varepsilon_{xx,(k-1,m)} \Delta y_k \Delta x_{m-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.31})$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{\varepsilon_{yy,(k,m)} \Delta x_{m-1} \Delta y_{k-1} + \varepsilon_{yy,(k,m-1)} \Delta x_m \Delta y_{k-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} + \frac{\varepsilon_{yy,(k-1,m-1)} \Delta x_m \Delta y_k + \varepsilon_{yy,(k-1,m)} \Delta y_k \Delta x_{m-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.32})$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\varepsilon_{xy,(k,m)} \Delta x_{m-1} \Delta y_{k-1} + \varepsilon_{xy,(k,m-1)} \Delta x_m \Delta y_{k-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} + \frac{\varepsilon_{xy,(k-1,m-1)} \Delta x_m \Delta y_k + \varepsilon_{xy,(k-1,m)} \Delta y_k \Delta x_{m-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.33})$$

und

$$\frac{d\varepsilon_{xx}}{dx} = 2 \frac{(\varepsilon_{xx,(k-1,m)} - \varepsilon_{xx,(k-1,m-1)}) \Delta y_k + (\varepsilon_{xx,(k,m)} - \varepsilon_{xx,(k,m-1)}) \Delta y_{k-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.34})$$

$$\frac{d\varepsilon_{xy}}{dx} = 2 \frac{(\varepsilon_{xy,(k-1,m)} - \varepsilon_{xy,(k-1,m-1)}) \Delta y_k + (\varepsilon_{xy,(k,m)} - \varepsilon_{xy,(k,m-1)}) \Delta y_{k-1}}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.35})$$

$$\frac{d\varepsilon_{yy}}{dy} = 2 \frac{(\varepsilon_{yy,(k,m)} - \varepsilon_{yy,(k-1,m)}) \Delta x_{m-1} + (\varepsilon_{yy,(k,m-1)} - \varepsilon_{yy,(k-1,m-1)}) \Delta x_m}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})} \quad (\text{A.36})$$

$$\frac{d\varepsilon_{xy}}{dy} = 2 \frac{(\varepsilon_{xy,(k,m)} - \varepsilon_{xy,(k-1,m)}) \Delta x_{m-1} + (\varepsilon_{xy,(k,m-1)} - \varepsilon_{xy,(k-1,m-1)}) \Delta x_m}{(\Delta x_m + \Delta x_{m-1}) (\Delta y_k + \Delta y_{k-1})}. \quad (\text{A.37})$$

Nachdem Gleichung (A.21) für jeden Knotenpunkt aufgestellt und die Randbedingungen entsprechend berücksichtigt sind, ergibt sich das Gleichungssystem $\mathbf{A} \cdot \vec{x} = \vec{b}$, dessen Lösungsvektor \vec{x} die Potentiale u enthält.

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Symbole

a	Breite eines Hohlleiters	A
$a_{n,\text{BÖ}}$	Amplitudenkoeffizienten des elektrischen Feldes im Befüllkanal	
$a_{n,\text{Res}}$	Amplitudenkoeffizienten des elektrischen Feldes im Resonator	
α	Dämpfungskonstante einer Leitung, $[\alpha] = \text{dB}/m$	
α_n	Dämpfungskonstante der n'ten Mode	
$\alpha_{n,\text{Res}}$	Dämpfungskonstante der n'ten Mode im Resonator	
$\alpha_{n,\text{BÖ}}$	Dämpfungskonstante der n'ten Mode im Befüllkanal	
α_{\perp}	Polarisierbarkeit der kurzen dielektrischen Achse	
α_{\parallel}	Polarisierbarkeit der langen dielektrischen Achse	
α_M	Polarisierbarkeit eines isotropen Moleküls	
b	Höhe eines Hohlleiters	B
\vec{b}	Randbedingungsvektor der diskretisierten Laplacegleichung	
\vec{B}	Magnetische Flussdichte	
β	Phasenkonstante eines Wellenleiters	
C	Kapazität	C
C_I	Kapazität eines Inverters	
C_p	Parallelgeschaltete Kapazität	
C_s	In Reihe geschaltete Kapazität	
χ_P	Elektrische Suszeptibilität einer Materialprobe	
\vec{D}	Elektrische Verschiebungsdichte	D
$D_{\text{BÖ}}$	Durchmesser der Befüllöffnung	
$D_{\text{KÖ}}$	Durchmesser der Koppelöffnung	
Δx_m	Indizierung der Zellbreite auf einem Gitter	
Δy_k	Indizierung der Zellhöhe auf einem Gitter	
$\Delta \varepsilon$	Differenz der lang- und kurzachsigen LC-Permittivität	
$\Delta \varphi$	Phasenverschiebung	
$\Delta \varphi_{\text{max}}$	Höchste Phasenverschiebung	
$e(s)$	Nennerpolynom der Übertragungsfunktion einer Schaltung	E

e_τ	Wie $e(s)$ aber mit steuerbarem Anteil	
\vec{E}	Elektrisches Feld	
\vec{E}^*	Komplex konjugiertes elektrisches Feld	
\vec{E}_0	Elektrisches Feld im ungestörten Zustand	
E_0	Amplitude des ungestörten elektrischen Feldes	
$E_{x,y,z}$	Kartesische Komponenten des elektrischen Feldes	
$E_{x,(k,m)}$	Indizierung der Feldkomponente auf einem Gitter	
$E_{\rho,\phi,z}$	Komponenten des elektrischen Feldes in Zylinderkoordinaten	
$E_{\rho,St}$	ρ -Komponente des elektrischen Feldes entlang der Störung	
ε	Permittivität	ε
$\bar{\varepsilon}$	Permittivitätstensor	
ε'	Realteil der komplexen Permittivität	
ε''	Imaginärteil der komplexen Permittivität	
ε_\perp	Permittivität der kurzen dielektrischen Achse	
ε_\parallel	Permittivität der langen dielektrischen Achse	
ε_0	Permittivität des Vakuums	
ε_{eff}	Wirksame Permittivität eines Wellenleiters	
$\varepsilon_{k,m}$	Indizierung der Permittivität auf einem Gitter	
ε_P	Permittivität einer Materialprobe	
ε_r	Relative Permittivität	
ε_t	Transversalanteil der Permittivität	
ε_{xx}	Kartesische Komponente des Permittivitätstensors	
η	Materialgüte des Flüssigkristalls	
f	Frequenz	F
f_0	Resonanzfrequenz des ungestörten Problems	
$f(s)$	Zählerpolynom der Eingangsreflexion einer Schaltung	
f_{Elast}	Elastische Energiedichte	
f_{Feld}	Energiedichte durch elektrische und magnetische Felder	
f_{Oberfl}	Energiedichte durch Oberflächenspannungen	
f_{Sim}	Simulierte Resonanzfrequenz	
f_τ	Wie $f(s)$ aber mit steuerbarem Anteil	
F	Freie Energie	
g	Abstand zwischen zwei Leiterbahnen	G
γ	Komplexe Ausbreitungskonstante	
γ_{Rot}	Rotationsviskosität des Flüssigkristalls	
h	Höhe der Flüssigkristallschicht	H
\vec{H}	Magnetisches Feld	
$H_{x,y,z}$	Kartesische Komponenten des magnetischen Feldes	
$H_{\rho,\phi,z}$	Komponenten des magnetischen Feldes in Zylinderkoordinaten	
I	Einheitsmatrix	I

J_m	Besselfunktion m 'ter Ordnung	J
J_{TE}	Inverter für die TE-Mode	
J_{TM}	Inverter für die TM-Mode	
K_{11}	Elastizitätskonstante für Spreizung	K
K_{22}	Elastizitätskonstante für Verdrehung	
K_{33}	Elastizitätskonstante für Biegung	
L	Induktivität	L
L_p	Parallelgeschaltete Induktivität	
L_s	In Reihe geschaltete Induktivität	
λ	Wellenlänge	
λ_0	Wellenlänge im Vakuum	
λ_n	n 'te Nullstelle der Besselfunktion nullter Ordnung	
M	Molare Masse	M
μ	Permeabilität	
μ_0	Permeabilität des Vakuums	
n	Übersetzungsverhältnis eines Transformators	N
\vec{n}	Flüssigkristall-Direktor	
n_l	Indizierung der Kartesischen Direktorkomponenten $l = x, y, z$	
$n_{x,y,z}$	Kartesische Komponenten des Direktors	
$n_{k,m}$	Indizierung des Direktors auf einem Gitter	
$n_j^{\Delta e}$	Nullstellen des Polynoms $e(s)$	
N_m	Neumannfunktion m 'ter Ordnung	
Np	Neper, $1 \text{ Np} = 20/\ln(10)$ in dB	
∇	Nabla-Operator	
ω	Kreisfrequenz	O
$\underline{\omega}$	Komplexe Kreisfrequenz (für Resonanzfrequenzen)	
\vec{p}	Dipolmoment	P
$p(s)$	Zählerpolynom der Übertragungsfunktion einer Schaltung	
p_τ	Wie $p(s)$ aber mit steuerbarem Anteil	
\vec{P}	Elektrische Polarisierung	
Q	Güte	Q
Q_0	Leergüte	
$R_{\text{BÖ}}$	Radius der Befüllöffnung	R
R_j	Radius j	
s	LC-befüllter Abstand zwischen einem Substrat und einer Massefläche	S
S	Nematischer Ordnungsparameter	
\mathbf{S}	Streumatrix	
S_{11}, S_{22}	Ein- und Ausgangsreflexionsfaktor einer Zweitorschaltung	
S_{21}, S_{12}	Vor- und Rückwärtsübertragungsfaktor einer Zweitorschaltung	

σ	Elektrische Leitfähigkeit	
t	Zeit	T
$\tan(\delta)$	Dielektrischer Verlustwinkel	
$\tan(\delta)_{\parallel}$	Verlustwinkel der langen dielektrischen LC-Achse	
$\tan(\delta)_{\perp}$	Verlustwinkel der kurzen dielektrischen LC-Achse	
T_{N-F}	Übergangstemperatur: nematisch zu flüssig	
T_{K-N}	Übergangstemperatur: kristallin zu nematisch	
T_{10}^{90}	Relaxationszeit des Flüssigkristalls	
τ	Steuerfunktion	
τ_0	Direktororientierungszeit	
τ_{LC}	Materialsteuerbarkeit des Flüssigkristalls	
τ_{φ}	Steuerbarkeit eines Wellenleiters	
Θ_m	Winkel des Direktors auf halber Höhe der Frederick-Zelle	
U	Spannung	U
U_{\max}	Höchste Steuerspannung	
U_{Ref}	Referenzspannung	
u	Überlappungslänge einer antipodalen Finleitung	
$u_{k,m}$	Indizierung des Potentials auf einem Gitter	
$V_{\text{BÖ}}$	Volumen der Befüllöffnung	V
V_{Res}	Resonatorvolumen	
w	Leiterbahnbreite	W
Y_1	Eingangsadmittanz	Y
Z_1	Eingangsimpedanz	Z
$Z1$	Anfangszustand einer steuerbaren Schaltung	

Abkürzungen

BST	Barium-Strontium-Titanat
CPW	„ <i>Coplanar Waveguide</i> “, Koplanarer Wellenleiter
FDFD	„ <i>Finite Difference Frequency Domain</i> “
FoM	„ <i>Figure of Merit</i> “, hier: Phasenschiebergüte
HF	Hochfrequenz
LC	„ <i>Liquid Crystal</i> “, Flüssigkristall
LTCC	„ <i>Low Temperature Cofired Ceramics</i> “
MEMS	„ <i>Micro-Electro-Mechanical-Systems</i> “
IMSL	Invertierte Mikrostreifenleitung
TC7102	Siebdruckgeeignete-Goldpaste von Heraeus
CT707	LTCC-Folien
CST MWS	CST MICROWAVE STUDIO®

Abbildungsverzeichnis

2.1	Verschiedene Phasen des Flüssigkristalls.	5
2.2	Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters.	7
2.3	Definition des LC-Direktors.	8
2.4	Ansicht eines gestörten Direktorfeldes.	9
2.5	Frequenzabhängigkeit der Permittivität.	11
2.6	Temperaturabhängigkeit unterschiedlicher Flüssigkristallmischungen.	12
2.7	Zur freien Energie beitragende Einflussgrößen.	15
2.8	Ausrichtung der Flüssigkristalldirektoren bei einer Spannungsdifferenz...	17
2.9	Verlauf der normierten Phasenänderung	21
3.1	Entwurfsverfahren passiver Hochfrequenzschaltungen.	27
3.2	Zweiter- bzw. Vierpolschaltung.	28
3.3	Rückfluss- und Einfügedämpfung einer zweipoligen Filterfunktion	30
3.4	Schaltungselemente der Abspaltzyklen.	32
3.5	Netzwerke mit äquivalentem Steuerverhalten	36
3.6	Prototyp mit möglicher Kompensation der steuerbaren Induktivitäten.	37
3.7	Skalierung der Steuerfunktion.	38
4.1	Zylindrischer Resonator mit Zuleitungen.	40
4.2	Elektrische Feldlinien der verwendeten Wellentypen.	41
4.3	Zylindrischer Hohlleiter mit coaxialer dielektrischer Füllung.	42
4.4	Zylindrische Kavität mit Befüll- und Koppelöffnungen.	47
4.5	Konforme Abbildung an einem Spalt.	48
4.6	Verlauf der Fourier-Besselreihe...	50

4.7	Vergleich des Feldverlaufes der Störungsrechnung mit CST MWS.	51
4.8	Vergleich der Frequenzverschiebung	51
4.9	Ersatzschaltungen für die Parameterextraktion.	55
4.10	Zeitverhalten und Stabilität der Auswertung.	55
4.11	Komponenten des LC-Charakterisierungssystems.	56
4.12	Anordnung des Resonators und des Temperiersystems.	57
4.13	Resonatoren für die LC-Charakterisierung bei 19 und 12 GHz.	58
4.14	Streuung der Materialgüte...	60
4.15	Einfluss verschiedener Molekülzusätze auf die Steuerbarkeit...	62
4.16	Vergleich der Materialeigenschaften in Abhängigkeit ihrer Kettenlänge. . . .	63
4.17	Vergleich verschiedener Flüssigkristalle hinsichtlich ihrer Steuerbarkeit... . .	64
4.18	Elektrisches Feld der zur Charakterisierung verwendeten Moden	65
4.19	Foto des Drei-Moden-Resonators mit Quarzglasröhrchen und Schlitzblenden. .	68
4.20	Schematische Darstellung einer leitungsbasierten Messanordnung.	71
4.21	Querschnitt eines Wellenleiters mit unbekanntem Material...	71
4.22	Platzierung der elektrischen Feldkomponenten	74
4.23	Darstellung der Mikrostreifen- (a), offenen Schlitz- (b) und Koplanarleitung (c). .	76
4.24	Rechteckhohlleiter und verschiedene LTCC-Proben	77
4.25	Vergleich des gemessenen Verlaufs mit dem der Ersatzschaltung	77
4.26	Ergebnisse der Eigenpermittivitätssimulation mit einer CT707-Probe.	78
4.27	Dreidimensionales Yee-Gitter am Beispiel eines Resonators mit	79
4.28	Zylindrisches Yee-Gitter am Beispiel einer in z -Richtung gestörten Kavität. .	81
4.29	Feldverteilung der TM010-Moden ohne (links) und mit einer	84
4.30	Feldverteilung der gestörten quasi-TM010-Mode.	84
4.31	Vergleich des Konvergenzverhaltens.	85
4.32	Feldverteilung der ersten Eigenmode.	86
5.1	In der Simulation berücksichtigte Beiträge der freien Energie und	91
5.2	Platzierung der LC-Direktoren und DC-Potentiale.	93
5.3	Direktorverteilung der Frederickzelle bei unterschiedlichen Spannungen. . . .	95
5.4	Direktorverteilung der Frederickzelle bei unterschiedlichen Spannungen	96

5.5	Darstellung des zweidimensionalen Yee-Gitters in kartesischen Koordinaten.	97
5.6	Direktororientierung der invertierten Mikrostreifenleitung nach dem	100
5.7	Direktororientierung am Beispiel von K15 nach dem Anlegen	101
5.8	Normierte Änderung der effektiven Steuerbarkeit in Abhängigkeit der Zeit. .	102
5.9	Zeitabhängiger Verlauf der Direktororientierung nach dem	103
5.10	Relaxationsverlauf der LC-Direktoren.	104
5.11	Direktorverteilung nach dem Anlegen einer Steuerspannung einer	105
5.12	Vergleich des Ein- und Ausschaltvorgangs bei	106
5.13	Elastische Energiedichten einer „In Plane Switch“-IMSL	106
5.14	Elastische Energiedichten bei einer Vororientierung in z-Richtung.	107
5.15	Darstellung der Streifenleitung und der verwendeten Messfassung.	108
5.16	Ausschaltverläufe einer mit K15, GT3 und TUD-566 befüllten IMSL.	108
5.17	FoM und Steuerbarkeit einer mit GT3 befüllten IMSL	110
5.18	Verlauf der FoM in Abhängigkeit der LC-Schichtdicke	111
5.19	Phasenschiebergüte (FoM) einer mit GT3 befüllten Mikrostreifenleitung . . .	112
5.20	Querschnitt einer LC-befüllten Koplanarleitung	114
5.21	Verlauf der (FoM) und der Steuerbarkeit in Abhängigkeit der	115
5.22	Elektrische Feld- und Äquipotentiallinien des LC-basierten	116
5.23	FoM und Steuerbarkeit einer mit GT3 befüllten Schlitzleitung	117
5.24	Querschnitt einer LC-befüllten Streifenleitung mit Massefläche	118
5.25	FoM und Steuerbarkeit einer mit GT3 befüllten Streifenleitung	119
5.26	Elektrische Feld- und Äquipotentiallinien einer LC-befüllten Finleitung . . .	120
5.27	FoM und benötigte Länge der GT3 befüllten antipodalen Finleitung	121
5.28	Ausführungsformen des Steghohlleiters.	122
5.29	Abhängigkeit der Steghohlleiter-FoM und	123
5.30	Rechteckhohlleiter mit galvanisch getrennten Wänden.	124
5.31	Verlauf der FoM und der benötigten Länge l um	125
5.32	Mit Elektrodenbahnen gesteuerte LC-Ausrichtung im Rechteckhohlleiter . . .	126
5.33	Direktororientierung bei vier verschiedenen Spannungen U_G	127
5.34	Direktororientierung und HF-Feld der unsymmetrischen Zweibandleitung . .	128
5.35	Direktororientierung und HF-Feld der Mikrostreifenleitung mit Masseschlitz	129

6.1	Anwendungen steuerbarer Antennen in der Satellitenkommunikation.	131
6.2	Darstellung verschiedener Leitertopologien in LTCC-Technologie.	133
6.3	Eigenmoden der Schlitzleitung mit Massefläche.	134
6.4	Steuerbarkeit τ_φ der koplanaren LTCC-Streifenleitung.	135
6.5	Eigenmoden der Koplanarleitung mit Masseflächen.	136
6.6	Darstellung einer modifizierten Koplanarleitung mit Masseflächen.	136
6.7	Direktorfeld des invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers	137
6.8	Übergang der Koplanarleitung auf den Mikrostreifenleitungsphasenschieber. .	138
6.9	Schematische Darstellung der LTCC-Lagen.	139
6.10	Querschnitte des LTCC-Kanals nach dem Sintern ohne Metallisierungen. . .	139
6.11	Foto der gefertigten invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschieber.	140
6.12	Messergebnisse des mit K15 befüllten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers. .	141
6.13	Messergebnisse des mit TUD-188 befüllten Mikrostreifenleitungsphasenschiebers.	142
6.14	Koplanar- zu IMSL-Übergang des zweiten Entwurfs.	143
6.15	Darstellung des zweiten Entwurfs der LTCC-Phasenschieber.	143
6.16	Leermessungen des invertierten Mikrostreifenleitungsphasenschieber.	144
6.17	Streuparameter des Mikrostreifenleitungsphasenschiebers in LTTC-Technologie.	145
6.18	Erreichbare Phasenverschiebung mit drei verschiedenen Flüssigkristallen . . .	146
6.19	„Overshooting“ beim Einschaltvorgang mit K15.	147
6.20	Ausschaltverhalten der Phasenschieber.	147
6.21	Phasenschiebergüte der Mikrostreifenleitungsphasenschieber	148
6.22	Antennendemonstrator zur eindimensionalen Strahlschwenkung.	149
6.23	Spannungsabhängigkeit der vier Phasenschiebermodule.	150
6.24	Richtdiagramme der elektrisch schwenkbaren Gruppenantenne.	151
6.25	Elektrisch steuerbarer LTCC-Hohlleiter mit vier Leitern.	153
6.26	Elektrisch steuerbarer LTCC-Hohlleiter mit acht Leitern.	153
6.27	Erreichbare Steuerbarkeit des LTCC-Hohlleiterphasenschiebers.	154
6.28	Übergang der 50 Ω -Koplanarleitung zum LC-befüllten Hohlleiter.	155
6.29	Drei Ausführungsformen von Koplanar- zu Hohlleiter-Übergängen.	156
6.30	LTCC-Hohlleiter mit vertikalen und horizontalen Schnittebenen.	156
6.31	Querschnitte defektbehafteter LTCC-Kavitäten.	157

6.32	LTCC-Hohlleiter mit Messfassung.	158
6.33	Streuparameter unbefüllter LTCC-integrierter Hohlleiterphasenschieber. . . .	158
6.34	Streuparameter von LTCC-integrierten Hohlleiterphasenschiebern	159
6.35	Steuerverlauf eines mit TUD-188 befüllten LTCC-Hohlleiterphasenschiebers .	160
6.36	Querschnitt eines LC-befüllten Rechteckhohlleiters	162
6.37	Leitungsämpfung bei einer des Containerpermittivität von 2,5.	163
6.38	Leitungsämpfung bei einer Containerpermittivität von 3,82.	164
6.39	Leistungsverluste in Abhängigkeit der Hohlleiterbreite.	165
6.40	Phasenschiebergüte des Rechteckhohlleiters mit Flüssigkristallcontainer . . .	166
6.41	Teilweise LC-gefüllter Standard-WR28 Hohlleiter.	166
6.42	Beträge der Streuparameter in Abhängigkeit der Frequenz f	167
6.43	Phasenschiebergüte des Rechteckhohlleiterphasenschiebers	167
6.44	Darstellung verschiedener Elektrodenstrukturen im Rechteckhohlleiter. . . .	168
6.45	Foto des Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Flüssigkristallcontainer. . . .	169
6.46	Streuparameter, Phasenverschiebung und FoM	169
6.47	Foto des verbesserten Rechteckhohlleiterphasenschiebers mit Steg.	170
6.48	Streuparameter, Phasenverschiebung und (FoM) des Rechteckhohlleiters mit Steg	171
A.1	Zylindrischer Resonator mit Befüllöffnung.	177
A.2	Deklaration der Potentiale und Gitter.	180

Tabellenverzeichnis

2.1	Schaltzeitmessung von LC-gefüllten Phasenschiebern.	22
2.2	Vergleich verschiedener Phasenschiebertechnologien.	24
2.3	Mit unterschiedlichen Flüssigkristallen erreichbare Phasenschiebergüte. . . .	25
4.1	Kenngößen verwendeter Kavitäten.	59
4.2	Streuung der Materialparameter von jeweils 21 und 23 Messungen.	61
4.3	Vergleich der Eigenpermittivitätssimulation mit den Ergebnissen analytischer Modelle.	76
4.4	Materialeigenschaften von zwei verschiedenen LTCC-Keramiken.	78
5.1	Materialeigenschaften von K15, GT3 und TUD-566.	99
6.1	Beispiele benötigter Phasenbelegungen am Eingang der Antenne.	150

Literaturverzeichnis

- [And01] ANDERSON, J. ; WATSON, P.E. ; BOS, P.J.: *Lc3D: Liquid Crystal Display 3-D Director Simulator Software and Technology Guide*. Artech House, 2001 (Optoelectronics Library). <http://books.google.de/books?id=4-CyPAAACAAJ>. – ISBN 9781580532563
- [Ban94] BANDLER, J.W. ; BIERNACKI, R. M. ; SHAO, Hua C. ; GROBELNY, P.A. ; HEMMERS, R.H.: Space mapping technique for electromagnetic optimization. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 42 (1994), Dez, S. 2536–2544
- [Bar91] BARBERO, G. ; GABBASOVA, Z. ; KOSEIICH, Y. A.: On a generalization of the Rapini-Papoular expression of the surface free energy for nematic liquid crystals. In: *Journal de Physique II France* 74 (1991), S. 1505–1513
- [Bar98] BARKER, S. ; REBEIZ, G.M.: Distributed MEMS true-time delay phase shifters and wide-band switches. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 46 (1998), S. 1881–1890
- [Ber56] BERK, A.: Variational principles for electromagnetic resonators and waveguides. In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 4 (1956), April, Nr. 2, S. 104 –111. <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1956.1144365>. – DOI 10.1109/TAP.1956.1144365. – ISSN 0096–1973
- [Ber10] BERGERAS, F. ; DUEME, P. ; PLAZE, J. P. ; DARCEL, L. ; JARRY, B. ; CAMPOVECCHIO, M.: Novel MMIC architectures for tunable microwave wideband active filters. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2010. – ISSN 0149–645X, S. 1356–1359
- [Bet44] BETHE, H. A.: Theory of Diffraction by Small Holes. In: *Physical Review* 66 (1944), S. 163–182
- [Big09] BIGLARBEGLIAN, B. ; NEZHAD-AHMADI, M. R. ; FAKHARZADEH, M. ; SAFAVINAIEINI, S.: A wideband 90° continuous phase shifter for 60GHz phased array transceiver in 90nm CMOS technology. In: *39th European Microwave Conference*, 2009

- [Bli10] BLINOV, Lev. M.: *Structure and Properties of Liquid Crystals*. Springer, 2010 (Topics in Applied Physics)
- [Boi95] BOIRE, D. C. ; MARION, R.: A high performance 6-18 GHz five bit MMIC phase shifter. In: *IEEE GaAs Integrated Circuits Symposium Digest*, 1995
- [Bor78] BORDEWIJK, P. ; JEU, W. H.: Calculation of dipole correlation factors in liquid crystals with use of a semiempirical expression for the internal field. In: *The Journal of Chemical Physics* 68 (1978), Nr. 1, 116-118. <http://dx.doi.org/10.1063/1.435500>. – DOI 10.1063/1.435500
- [Bou10] BOUCHAUD, J.: MEMS Special Report / iSuppli. 2010. – Forschungsbericht
- [Bro95] BRONSTEIN ; SEMENDJAJEW ; MOSIOL ; MUEHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*. Harry Deutsch, 1995
- [Bul10] BULJA, S. ; MIRSHEKAR-SYAHKAL, D.: Meander line millimetre-wave liquid crystal based phase shifter. In: *Electronics Letters* 46 (2010), Nr. 11, S. 769–771. <http://dx.doi.org/10.1049/el.2010.3513>. – DOI 10.1049/el.2010.3513. – ISSN 0013–5194
- [Bul13] BULJA, S. ; SYAHKAL, D. M. ; JAMES, R. ; DAY, S. E. ; FERNANDEZ, F.A.: *Effective dielectric constant of top grounded coplanar waveguide on liquid crystal superstrate*. <http://dx.doi.org/10.1002/mop.27564>. Version: 2013
- [Car54] CARR, E. F. ; SPENCE, R. D.: Influence of a Magnetic Field on the Microwave Dielectric Constant of a Liquid Crystal. In: *The Journal of Chemical Physics* 22 (1954), Nr. 9, 1481-1485. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1740443>. – DOI 10.1063/1.1740443
- [Che04] CHEN, L.F. ; ONG, C.K. ; NEO, C.P. ; VARADAN, V.V. ; VARADAN, V. K.: *Microwave Electronics - Measurement and Materials Characterization*. John Wiley & Sons, 2004
- [Coa90] COATS, R. ; KLEIN, J. ; PRITCHET, S. D. ; ZIMMERMANN, D.: A low loss monolithic five-bit PIN diode phase shifter. In: *Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International* Bd. 2, 1990, S. 915–918
- [Das] *CST Microwave Studio, getting started. : CST Microwave Studio, getting started*
- [Deb29] DEBYE, P.: *Polare Molekeln*. Leipzig S. Hirzel, 1929
- [Deu72] DEULING, Heinz J.: Deformation of Nematic Liquid Crystals in an Electric Field. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 19 (1972), Nr. 2, 123-131. <http://dx.doi.org/10.1080/15421407208083858>. – DOI 10.1080/15421407208083858

- [DW07] DONG-WOO, K. ; SONGCHEOL, H.: A 4-bit CMOS Phase Shifter Using Distributed Active Switches. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 55 (2007), juni, Nr. 7, S. 1476 –1483
- [Ell03] ELLINGER, F. ; JACKEL, H. ; BACHTOLD, W.: Varactor-loaded transmission-line phase shifter at C-band using lumped elements. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 51 (2003), apr, Nr. 4, S. 1135 – 1140. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2003.809670>. – DOI 10.1109/TMTT.2003.809670. – ISSN 0018–9480
- [Est60] ESTIN, A.J. ; BUSSEY, H.E.: Errors in Dielectric Measurements Due to a Sample Insertion Hole in a Cavity. In: *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 8 (1960), november, Nr. 6, S. 650 –653. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.1960.1124812>. – DOI 10.1109/TMTT.1960.1124812. – ISSN 0097–2002
- [Fra58] FRANK, F. C.: On, the theory of liquid crystals. In: *Discussions of the Faraday Society* 25 (1958), S. 19.28
- [Fri11] FRITZSCH, C. ; GIACOMOZZI, F. ; KARABEY, O.H. ; GOELDEN, F. ; MOESSINGER, A. ; BILDIK, S. ; COLPO, S. ; JAKOBY, R.: Continuously tunable W-band phase shifter based on liquid crystals and MEMS technology. In: *European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*, 2011, S. 522 –525
- [Gao92] GAO, J.: Analytical formulas for the resonant frequency changes due to opening apertures on cavity walls. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 311 (1992), Nr. 3, 437 - 443. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90638-K](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(92)90638-K). – DOI 10.1016/0168–9002(92)90638–K. – ISSN 0168–9002
- [Gar12] GARBOVSKIY, Yu. ; ZAGORODNII, V. ; KRIVOSIK, P. ; LOVEJOY, J. ; CAMLEY, R. E. ; CELINSKI, Z. ; GLUSHCHENKO, A. ; DZIADUSZEK, J. ; DABROWSKI, R.: Liquid crystal phase shifters at millimeter wave frequencies. In: *Journal of Applied Physics* 111 (2012), Nr. 5, 054504. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3691202>. – DOI 10.1063/1.3691202
- [Gen74] GENNES, P. G. ; PROST, J.: *The physics of liquid crystals*. Clarendon Press, Oxford, 1974
- [Gev09] GEVORGIAN, Spartak: *Ferroelectrics in Microwave Devices, Circuits and Systems: Physics, Modeling, Fabrication and Measurements*. Springer London, 2009
- [Gmb] GMBH, Valbruna Edel I.: *Werkstoffdatenblatt Titan Gr. 5*. Online. http://www.valbruna.de/dokumente/datenblaetter/datenblatt_gr5.pdf
- [Goe06] GOELDEN, F. ; MÜLLER, S. ; SCHEELE, P. ; JAKOBY, R.: IP3 Measurements of Liquid Crystals at Microwave Frequencies. In: *36th European Microwave Conference*, 2006

- [Goe09] GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; GOEBEL, M. ; MANABE, A. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Tunable liquid crystal phase shifter for microwave frequencies. In: *ELECTRONICS LETTERS* 45 (2009), Nr. 13, S. 686–687
- [Goe10] GOELDEN, F.: *Liquid Crystal Based Microwave Components with Fast Response Times: Material, Technology, Power Handling Capability*, Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet Mikrowellentechnik, Diss., Juni 2010. <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2203/>
- [Heu12] HEUNISCH, A. ; SCHULZ, B. ; RABE, T. ; STRUNCK, S. ; FOLLMANN, R. ; MANABE, A.: LTCC Antenna Array with Integrated Liquid Crystal Phase Shifter for Satellite Communication. In: *8th International Conference and Exhibition on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technologies*, 2012
- [Hun82] HUNTER, I. C. ; RHODES, J.D.: Electronically Tunable Microwave Bandpass Filters. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30 (1982), Nr. 9, S. 1354–1360. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.1982.1131260>. – DOI 10.1109/TMTT.1982.1131260. – ISSN 0018–9480
- [Jam09] JAMES, R. ; FERNANDEZ, F.A. ; DAY, S.E. ; BULJA, S. ; MIRSHEKAR-SYAHKAL, D.: Accurate Modeling for Wideband Characterization of Nematic Liquid Crystals for Microwave Applications. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 57 (2009), dec., Nr. 12, S. 3293–3297. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2009.2033864>. – DOI 10.1109/TMTT.2009.2033864. – ISSN 0018–9480
- [Jeu74] JEU, W. H. ; GOOSSENS, W. J. A. ; BORDEWIJK, P.: Influence of smectic order on the static dielectric permittivity of liquid crystals. In: *The Journal of Chemical Physics* 61 (1974), Nr. 5, 1985–1989. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1682199>. – DOI 10.1063/1.1682199
- [JH87] JACOMB-HOOD, A.W. ; SEIELSTAD., D. ; MERRILL, J.D.: A Three-Bit Monolithic Phase Shifter at V-Band. In: *Microwave and Millimeter-Wave Monolithic Circuits* 87 (1987), S. 81–84. <http://dx.doi.org/10.1109/MCS.1987.1114520>. – DOI 10.1109/MCS.1987.1114520
- [Kam03] KAMEI, T. ; UTSUMI, Y. ; MORITAKE, H. ; TODA, K. ; SUZUKI, H.: Measurements of the dielectric properties of nematic liquid crystals at 10 kHz to 40 GHz and application to a variable delay line. In: *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)* 86 (2003), Nr. 8, 49–60. <http://dx.doi.org/10.1002/ecjb.10130>. – DOI 10.1002/ecjb.10130. – ISSN 1520–6432
- [Kar10] KARABEY, O. H. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Precise Broadband Microwave Material Characterization of Liquids. In: *Microwave Conference (EuMC), 2010 European*, 2010, S. 1591–1594

- [Kar11a] KARABEY, O. H. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; STRUNCK, S. ; JAKOBY, R.: Tunable loaded line phase shifters for microwave applications. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2011. – ISSN 0149–645X, S. 1–4
- [Kar11b] KARABEY, O. H. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; STRUNK, S. ; JAKOBY, R.: Tunable Loaded Line Phase Shifters for Microwave Applications. In: *Proceedings of International Microwave Symposium*, 2011
- [Kar11c] KARABEY, O. H. ; SAAVEDRA, B. G. ; FRITZSCH, C. ; STRUNK, S. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Methods for improving the tuning efficiency of liquid crystal based tunable phase shifters. In: *Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC), 2011 European*, Okt. 2011
- [Kar12] KARABEY, O. H. ; GAEBLER, A. ; STRUNSTRUNCK, R. S J. S Jakoby: A 2-D Electronically Steered Phased-Array Antenna With 2 2 Elements in LC Display Technology. In: *IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques* 60 (2012), S. 1297–1306
- [Kaw09] KAWAI, K. ; OKAZAKI, H. ; NARAHASHI, S.: Center frequency, bandwidth, and transfer function tunable bandpass filter using ring resonator and J-inverter. In: *European Microwave Conference, EuMC*, 2009, S. 1207–1210
- [Kho93] KHOO, Iam-Choon ; WU, Shin-Tson: *Optics and Nonlinear Optics of Liquid Crystals*. World Scientific Publishing Company, 1993
- [Kin71] KINDERDIJK, H.M.J. ; HAGEBEUK, H.J.L.: The propagation of electromagnetic waves in a circular waveguide containing a cold cylindrically stratified plasma. In: *Physica* 52 (1971), Nr. 2, 299–315. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914\(71\)90202-3](http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914(71)90202-3). – DOI 10.1016/0031-8914(71)90202-3. – ISSN 0031-8914
- [Koe11] KOEBERLE, M. ; HOEFLE, M. ; CHEN, Mo ; PENIRSCHKE, A. ; JAKOBY, R.: Electrically tunable Liquid Crystal phase shifter in antipodal finline technology for reconfigurable W-Band Vivaldi antenna array concepts. In: *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, 2011, S. 1536–1539
- [Kru89] KRUPKA, J.: Resonant modes in shielded cylindrical ferrite and single-crystal dielectric resonators. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 37 (1989), apr, Nr. 4, S. 691–697. <http://dx.doi.org/10.1109/22.18841>. – DOI 10.1109/22.18841. – ISSN 0018-9480
- [Kru98] KRUPKA, J. ; DERZAKOWSKI, K. ; RIDDLE, J. B. and Baker-Jarvis: A dielectric resonator for measurements of complex permittivity of low loss dielectric materials as a function of temperature. In: *Measurement Science and Technology* 9 (1998), Nr. 10, 1751. <http://stacks.iop.org/0957-0233/9/i=10/a=015>

- [Lap11a] LAPANIK, A. ; GOELDEN, F. ; LAPANIK, V. ; MUELLER, S. ; PENIRSCHKE, A. ; JAKOBY, R. ; HAASE, W.: Nematic LC mixtures with high birefringence in the microwave region. In: *Frequenz* 65 (2011), S. 15–19
- [Lap11b] LAPANIK, A. ; GOELDEN, F. ; MUELLER, S. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R. ; HAASE, W.: Highly birefringent nematic mixtures at room temperature for microwave applications. In: *Optical Engineer* 50 (2011), S. 1–5
- [LCS12] LACORTE CANIATO SERRANO, A. ; SALETE CORRERA, F. ; TAN-PHU, V. ; FERRARI, P.: Synthesis Methodology Applied to a Tunable Patch Filter With Independent Frequency and Bandwidth Control. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 60 (2012), Nr. 3, S. 484–493. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2011.2181533>. – DOI 10.1109/TMTT.2011.2181533. – ISSN 0018–9480
- [Leh98] LEHOUCQ, R. B. ; SORENSEN, D. C. ; YANG, C.: *ARPACK Users' Guide: Solution of Large Scale Eigenvalue Problems with Implicitly Restarted Arnoldi Methods*. SIAM, Philadelphia,, 1998
- [Li03] LI, Ling-Yun ; MAO, Jun-Fa: An improved compact 2-D finite-difference frequency-domain method for guided wave structures. In: *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE* 13 (2003), dec., Nr. 12, S. 520 –522. <http://dx.doi.org/10.1109/LMWC.2003.819956>. – DOI 10.1109/LMWC.2003.819956. – ISSN 1531–1309
- [Lim92] LIM, K. C. ; MARGERUM, J. D.: Liquid-crystal optical properties and applications in the millimeter-wave range. In: *Proceedings of SPIE* 1815 (1992), S. 99–105
- [Lim93a] LIM, K. C. ; MARGERUM, J. D. ; LACKNER, A. M.: Liquid crystal millimeter wave electronic phase shifter. In: *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993), S. 1065–1067
- [Lim93b] LIM, K. C. ; MARGERUM, J. D. ; LACKNER, A. M. ; MILLER, L. J. ; SHERMAN, E. ; SMITH JR, W. H.: Liquid Crystal Birefringence for Millimeter Wave Radar. In: *Liquid Crystals* 14 (1993), Nr. 2, S. 327–337
- [Luk68] LUKÁČ, P.: The determination of electron density by means of a cylindrical TM₀₁₀ microwave cavity. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 1 (1968), Nr. 2, S. 1495–1499
- [Mai61] MAIER, W. ; MEIER, G.: Eine einfache Theorie der dielektrischen Eigenschaften homogen orientierter kristallin-flüssiger Phasen des nematischen Typs. In: *Zeitschrift für Naturforschung* 16a (1961), S. 262–267
- [Mar71] MARTIN, A. J. ; MEIER, G. ; SAUPE, A.: Extended Debye Theory for Dielectric Relaxations in Nematic Liquid Crystals. In: *Symp. Faraday Soc.* 5 (1971), S. 119–133

- [Mar03] MARTIN, N. ; LAURENT, P. ; PRIGENT, G. ; GELIN, Philippe ; HURET, F.: Improvement of an inverted microstrip line-based microwave tunable phase-shifter using liquid crystal. In: *33rd European Microwave Conference* Bd. 3, 2003, S. 1417–1420 Vol.3
- [Mic] *μ Wave Wizard Manual. : μ Wave Wizard Manual*
- [Mir08] MIRAFATAB, V. ; MING, Yu: Generalized Lossy Microwave Filter Coupling Matrix Synthesis and Design Using Mixed Technologies. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 56 (2008), S. 3016–3027
- [Mül04] MÜLLER, S. ; SCHEELE, P. ; WEIL, C. ; WITTEK, M. ; HOCK, C. ; JAKOBY, R.: Tunable Passive Phase Shifter for Microwave Applications using Highly Anisotropic Liquid Crystals. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2004
- [Mül05] MÜLLER, S. ; FELBER, C. ; SCHEELE, P. ; WITTEK, M. ; HOCK, C. ; JAKOBY, R.: Passive Tunable Liquid Crystal Finline Phase Shifter for Millimeterwaves. In: *Proc. 35th European Microwave Conference*, 2005, S. 297–300
- [Mül07] MÜLLER, S.: *Grundlegende Untersuchungen steuerbarer passiver Flüssigkristall-Komponenten für die Mikrowellentechnik*, Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet Mikrowellentechnik, Diss., 2007
- [Mor05] MORITAKE, H. ; TODA, K. ; KAMEI, T. ; UTSUMI, Y. ; HAASE, W.: Microwave Phase Shifter with Ferroelectric Liquid Crystal Having Large Tilt Angle. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 434 (2005), Nr. 1, 199/[527]-207/[535]. <http://dx.doi.org/10.1080/15421400590954867>. – DOI 10.1080/15421400590954867
- [Mue06] MUELLER, S. ; GOELDEN, F. ; SCHEELE, P. ; WITTEK, M. ; HOCK, C. ; JAKOBY, R.: Passive Phase Shifter for W-Band Applications using Liquid Crystals. In: *36th European Microwave Conference*, 2006, S. 306 –309
- [Mue08a] MUELLER, S. ; KOEBERLE, M. ; GOELDEN, F. ; PENIRSCHKE, A. ; GAEBLER, A. ; LAPANIK, A. ; HAASE, W. ; JAKOBY, R.: W-Band Characterization of Anisotropic Liquid Crystals at Room Temperature. In: *38th European Microwave Conference*, 2008, S. 119 –122
- [Mue08b] MUELLER, S. ; KOEBERLE, M. ; MOESSINGER, A. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Liquid crystal based electronically steerable 4 x 4 antenna array with single horn feed at Ka-Band. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium, AP-S IEEE*, 2008, S. 1 –4
- [Muk07] MUKHORTOV, Vas. M. ; MASYCHEV, S. I. ; GOLOVKO, Yu. I. ; CHUB, A. V. ; MUKHORTOV, Vl. M.: A Phase Shifter on a Slot Line Loaded with Varactors Designed on the Basis on Nanodimensional Films of Barium-Strontium Titanate. In: *Journal of Communications Technology and Electronics* 52 (2007), S. 1300–1304

- [Nik04] NIKOLOVA, N. K. ; BANDLER, J. W. ; BAKR, M. H.: Adjoint techniques for sensitivity analysis in high-frequency structure CAD. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 52 (2004), S. 403–419
- [Off] OFFICE, Microwave: *AWR Design Environment 2009, Getting Started Guide*
- [Ons36] ONSAGER, L.: Electric Moments of Molecules in Liquids. In: *Journal of the American Chemical Society* 58 (1936), Nr. 8, 1486–1493. <http://dx.doi.org/10.1021/ja01299a050>. – DOI 10.1021/ja01299a050
- [Oru10] ORUC, S. ; ALICIOGLU, B. ; YILDIRIM, N.: Synthesis techniques for some tunable notch filter topologies. In: *Mediterranean Microwave Symposium (MMS)*, 2010, S. 106–109
- [Ose33] OSEEN, W. C.: The theory of liquid crystals. In: *Transactions of the Faraday Society* 29 (1933), S. 883–899
- [Par05] PARK, ASM International M.: *ALCOA 6063*. online. <http://www.asminternational.org/pdf/datasheets/al392.pdf>. Version: April 2005
- [Par07] PARKA, J. ; KRUPKA, J. ; DABROWSKI, R. ; WOSIK, J.: Measurements of anisotropic complex permittivity of liquid crystals at microwave frequencies. In: *Journal of the European Ceramic Society* 27 (2007), Nr. 8, 2903–2905. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2006.11.015>. – DOI 10.1016/j.jeurceramsoc.2006.11.015. – ISSN 0955–2219
- [Pau07] PAUL, F. ; GIERE, Andre ; MENESKLOU, W. ; BINDER, J. R. ; SCHEELE, Patrick ; ZHENG, Yuliang ; JAKOBY, Rolf ; IVERS-TIFFEE, E. ; HAUSSELT, J.: Influence of iron and fluoride codoping on microwave properties of tunable Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO₃ thick films. In: *Proceedings of the Nineteenth International Symposium on Integrated Ferroelectrics*. Philadelphia, Pa. : Taylor & Francis, Januar 2007 ((ISIF 19))
- [Pen04] PENIRSCHKE, A. ; MULLER, S. ; SCHEELE, P. ; WEIL, C. ; WITTEK, M. ; HOCK, C. ; JAKOBY, R.: Cavity perturbation method for characterization of liquid crystals up to 35 GHz. In: *34th European Microwave Conference* Bd. 2, 2004, S. 545–548
- [PF07] PENARANDA FOIX, F.L. ; CATALA-CIVERA, J.M. ; CANOS-MARIN, A.J. ; GARCIA-BAFIOS, B.: Practical expression for frequency deviation due to insertion hole in cylindrical cavity. In: *Electronics Letters* 43 (2007), 22, Nr. 24, S. 1338–1340. <http://dx.doi.org/10.1049/el:20072226>. – DOI 10.1049/el:20072226. – ISSN 0013–5194
- [Pil12] PILLANS, Brandon ; CORYELL, Louis ; MALCZEWSKI, Andrew ; MOODY, Cody ; MORRIS, Frank ; BROWN, Andy: Advances in RF MEMS phase shifters from 15 GHz to 35 GHz. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2012

- [Reb01] REBEIZ, G. M. ; MULDAVIN, J. B.: RF MEMS switches and switch circuits. In: *Microwave Magazine, IEEE* 2 (2001), Dez, Nr. 4, S. 59–71
- [Rei02] REICHENSTEIN, Michael: *Dynamik von Disklinationen in anisotropen Fluiden*. Holzgartenstr. 16, 70174 Stuttgart, Universität Stuttgart, Diss., 2002. <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2002/1171>
- [Rum54] RUMSEY, V. H.: Reaction Concept in Electromagnetic Theory. In: *Phys. Rev.* 94 (1954), Jun, 1483–1491. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.94.1483>. – DOI 10.1103/PhysRev.94.1483
- [Saa71] SAAD, T. S.: *Microwave Engineers' Handbook*. Bd. 1. Artech House Inc., Massachusetts, 1971
- [Saz10a] SAZEGAR, M. ; ZHENG, Y. ; MAUNE, H. ; ZHOU, X. ; DAMM, C. ; JAKOBY, R.: Compact Artificial Line Phase Shifter on Ferroelectric Thick-Film Ceramics. In: *Proceedings of International Microwave Symposium*, 2010
- [Saz10b] SAZEGAR, M. ; ZHENG, Y. ; MAUNE, H. ; ZHOU, X. ; DAMM, C. ; JAKOBY, R.: Compact Artificial Line Phase Shifter on Ferroelectric Thick-Film Ceramics. In: *Proceedings of International Microwave Symposium*, 2010
- [Saz11] SAZEGAR, M. ; ZHENG, Y. ; MAUNE, H. ; ZHOU, X. ; DAMM, C. ; BINDER, J. ; JAKOBY, R.: Low-Cost Phased-Array Antenna Using Compact Tunable Phase Shifters Based on Ferroelectric Ceramics. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 59 (2011), S. 1265–1273. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2010.2103092>. – DOI 10.1109/TMTT.2010.2103092
- [Sch83] SCHAD, Hp.: The rotational viscosity of nematic liquid crystal mixtures at low temperatures. In: *Journal of Applied Physics* 54 (1983), S. 4994–4997. <http://dx.doi.org/10.1063/1.332766>. – DOI 10.1063/1.332766
- [Shi81] SHIHE, Li ; C, Akyel ; BOSISIO, R.G: Precise Calculations and Measurements on the Complex Dielectric Constant of Lossy Materials Using TM010 Cavity Perturbation Techniques. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 29 (1981), S. 1041 – 1048
- [Sim89] SIMONYI, K.: *Theoretische Elektrotechnik*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1989
- [Str12] STRUNCK, Sebastian ; KARABEY, Onur H. ; GAEBLER, Alexander ; JAKOBY, Rolf: Reconfigurable waveguide polariser based on liquid crystal for continuous tuning of linear polarisation. In: *Electronics Letters* 48 (2012), April, S. 441–443
- [Tag03] TAGANTSEV, A.K. ; SHERMAN, V.O. ; ASTAFIEV, K.F. ; VENKATESH, J. ; SETTER, N.: Ferroelectric Materials for Microwave Tunable Applications. In: *Journal of Electroceramics* 11 (2003), Sept., S. 5–66

- [Tic08] TICKA, T. ; PERÄNTIEA, J. ; RENTSCHB, S. ; MÜLLERB, J. ; HEINB, M. ; JAN-TUNENA, H.: Co-sintering of barium strontium titanate (BST) thick films inside a LTCC substrate with pressure-assisted sintering. In: *Journal of the European Ceramic Society* 28 (2008), S. 2765–2769
- [Unb88] UNBEHAUEN, R.: *Synthese elektrischer Netzwerke und Filter*. R. Oldenbourg Verlag GmbH, München, 1988
- [Uts04] UTSUMI, Yozo ; KAMEI, Toshihisa ; NAITO, Ryo: Dielectric properties of microstrip-line adaptive liquid crystal devices. In: *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)* 87 (2004), Nr. 10, 13–24. <http://dx.doi.org/10.1002/ecjb.20082>. – DOI 10.1002/ecjb.20082. – ISSN 1520–6432
- [Voi10] VOIGT, Woldemar: *Lehrbuch der Kristallphysik*. Leipzig, 1910
- [Wal56] WALKER, L. ; SUHL, H.: Propagation in circular waveguides filled with gyromagnetic material. In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 4 (1956), july, Nr. 3, S. 492 –494. <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1956.1144423>. – DOI 10.1109/TAP.1956.1144423. – ISSN 0096–1973
- [Wan03] WANG, Haiying ; WU, Thomas X. ; ZHU, Xinyu ; WU, Shin-Tson: Correlations between liquid crystal director reorientation and optical response time of a homeotropic cell. In: *Journal of Applied Physics* 95 (2003), S. 5502–5508
- [Wei02a] WEIL, C. ; JAKOBY, Rolf: Studies of Nematic Liquid Crystals for Dielectric Tunable Microwave Phase Shifters. In: *5th International Symposium on Relaxation Phenomena in Dielectric, Magnetic and Superconducting Systems*. Darmstadt, Oktober 2002
- [Wei02b] WEIL, Carsten ; LUESSEM, G. ; JAKOBY, R.: Tunable inverted-microstrip phase shifter device using nematic liquid crystals. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest* Bd. 1, 2002. – ISSN 0149–645X, S. 367–370
- [Wel87] WELFORD, K. R. ; SAMBLES, J. R.: Analysis of Electric Field Induced Deformations in a Nematic Liquid Crystal for any Applied Field. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 147 (1987), Nr. 1, 25–42. <http://dx.doi.org/10.1080/00268948708084622>. – DOI 10.1080/00268948708084622
- [Wen69] WEN, C.P.: Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 17 (1969), dec, Nr. 12, S. 1087 – 1090. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.1969.1127105>. – DOI 10.1109/TMTT.1969.1127105. – ISSN 0018–9480
- [Xu01] XU, J ; XIAO-PENG, L. ; SHAMSAIFAR, K.: Full wave analysis and design of RF tunable filters. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest* Bd. 3, 2001. – ISSN 0149–645X, S. 1449–1452 vol.3

- [YAN06] YANG, D.-K. ; WU, S.-T. ; LOWE, Anthony C. (Hrsg.): *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*. John Wiley & Sons Ltd, 2006
- [Zin90] ZINKE, Otto ; BRUNSWIG, Heinrich: *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer Verlag, 1990
- [Zoc33] ZOCHER, H.: The effect of a magnetic field on the nematic state. In: *Transactions of the Faraday Society* 29 (1933), S. 945–957

Eigene Veröffentlichungen

Als Erstautor

GAEBLER, A. ; GÖLDEN, Felix ; MÜLLER, Stefan ; JAKOBY, Rolf: Multiphysics Simulations for Tunability Efficiency Evaluation of Liquid Crystal Based RF-Devices. In: *Frequenz* 9-10 (2008), S. 240–245

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Efficiency Considerations of Tuneable Liquid Crystal Microwave Devices. In: *Microwave Conference (GeMIC), German*, 2008

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Modeling of electrically tunable transmission line phase shifter based on liquid crystal. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium, AP-S, IEEE*, 2008

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Triple-Mode Cavity Perturbation Method for the Characterization of Anisotropic Media. In: *38th European Microwave Conference*, 2008, S. 909–912

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MANABE, A. ; GOEBEL, M. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Investigation of high performance transmission line phase shifters based on liquid crystal. In: *39th European Microwave Conference*, 2009, S. 594–597

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MUELLER, S. ; PENIRSCHKE, A. ; JAKOBY, R.: Direct simulation of material permittivities by using an eigen-susceptibility formulation of the vector variational approach. In: *'09. IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, I2MTC*, 2009. – ISSN 1091–5281, S. 463–467

GAEBLER, A. ; MOESSINGER, A. ; GOELDEN, F. ; MANABE, A. ; GOEBEL, M. ; FOLLMANN, R. ; KOETHER, D. ; MODES, C. ; KIPKA, A. ; DECKELMANN, M. ; RABE, T. ; SCHULZ, B. ; KUCHENBECKER, P. ; LAPANIK, A. ; MUELLER, S. ; HAASE, W. ; JAKOBY, R.: Liquid Crystal-Reconfigurable Antenna Concepts for SpaceApplications at Microwave and Millimeter Waves. In: *International Journal of Antennas and Propagation* 1 (2009)

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; KARABEY, O.H. ; JAKOBY, R.: A FDFD based eigen-dielectric formulation of the maxwell equations for material characterization in arbitrary waveguide structures. In: *IEEE MTT-S Microwave Symposium Digest (MTT), International*, 2010. – ISSN 0149–645X, S. 1656–1659

Mit Beteiligung

GOBEL, T. ; MEISSNER, P. ; GAEBLER, A. ; KOEBERLE, M. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Dual-frequency switching Liquid Crystal based tunable THz Filter. In: *Lasers and Electro-Optics, Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2009. Conference on*, S. 1–2

GOELDEN, F. ; LAPANIK, A. ; GAEBLER, A. ; MUELLER, S. ; HAASE, W. ; JAKOBY, R.: Systematic Investigation of Nematic Liquid Crystal Mixtures at 30 GHz. In: *Digest of the IEEE/LEOS Summer Topical Meetings*, 2007. – ISSN 1099–4742, S. 202–203

GOELDEN, F. ; LAPANIK, A. ; GAEBLER, A. ; MUELLER, S. ; LAPANIK, V. ; BEZBORODOV, V. ; HAASE, W. ; JAKOBY, R.: Tunable microwave phase shifter using thin layer Ferroelectric liquid crystals. In: *11th International Conference on Ferroelectric Liquid Crystals*, 2007

GOELDEN, F. ; LAPANIK, A. ; MUELLER, S. ; GAEBLER, A. ; HAASE, W. ; JAKOBY, R.: Investigations on the behavior of ferroelectric liquid crystals at microwave frequencies. In: *37th European Microwave Conference*, 2007, S. 106–109

GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; MUELLER, S. ; LAPANIK, A. ; HAASE, W. ; JAKOBY, R.: Liquid-crystal varactors with fast switching times for microwave applications. In: *Electronics Letters* 44 (2008), Nr. 7, S. 480–481. <http://dx.doi.org/10.1049/el:20080161>. – DOI 10.1049/el:20080161. – ISSN 0013–5194

GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; GOEBEL, M. ; MANABE, A. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Tunable liquid crystal phase shifter for microwave frequencies. In: *Electronics Letters* 45 (2009), Nr. 13, S. 686–687. <http://dx.doi.org/10.1049/el.2009.1168>. – DOI 10.1049/el.2009.1168. – ISSN 0013–5194

GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; KARABEY, O. ; GOEBEL, M. ; MANABE, A. ; JAKOBY, R.: Tunable band-pass filter based on Liquid Crystal. In: *German Microwave Conference*, 2010, S. 98–101

JAKOBY, R. ; ZHENG, Y. ; GAEBLER, A. : Agil und flexibel: Neue Materialien für die Kommunikation von morgen. In: *Thema Forschung* 2 (2006), S. 28–32. ISSN 1434–7768

KARABEY, O.H. ; ZHENG, Yuliang ; GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; JAKOBY, R.: A Synthesis Technique for Multiband Tunable Impedance Matching Networks with Optimized Matching Domain. In: *German Microwave Conference*, 2009, S. 1–4

KARABEY, O.H. ; BILDIK, S. ; FRITZSCH, C. ; STRUNCK, S. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R. ; MANABE, A.: Liquid Crystal Based Reconfigurable Antenna Arrays. In: *32nd ESA Antenna Workshop*, 2010

KARABEY, O.H. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Precise broadband microwave material characterization of liquids. In: *40th European Microwave Conference (EuMC)*, 2010, S. 1591–1594

KARABEY, O.H. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; STRUNCK, S. ; JAKOBY, R.: Tunable loaded line phase shifters for microwave applications. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2011. – ISSN 0149–645X, S. 1–4

KARABEY, O.H. ; SAAVEDRA, B.G. ; FRITZSCH, C. ; STRUNCK, S. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Methods for improving the tuning efficiency of liquid crystal based tunable phase shifters. In: *European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*, 2011, S. 494–497

KARABEY, O.H. ; BILDIK, S. ; STRUNCK, S. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Continuously polarisation reconfigurable antenna element by using liquid crystal based tunable coupled line. In: *Electronics Letters* 48 (2012), Nr. 3, S. 141–143. <http://dx.doi.org/10.1049/el.2011.3526>. – DOI 10.1049/el.2011.3526. – ISSN 0013–5194

KARABEY, O.H. ; GAEBLER, A. ; STRUNCK, S. ; JAKOBY, R.: A 2-D Electronically Steered Phased-Array Antenna With 2x2 Elements in LC Display Technology. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60 (2012), Nr. 5, S. 1297–1306. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2012.2187919>. – DOI 10.1109/TMTT.2012.2187919. – ISSN 0018–9480

KARABEY, O.H. ; BILDIK, S. ; BAUSCH, S. ; STRUNCK, S. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Continuously Polarization Agile Antenna by Using Liquid Crystal-Based Tunable Variable Delay Lines. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 61 (2013), Nr. 1, S. 70–76. <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.2012.2213232>. – DOI 10.1109/TAP.2012.2213232. – ISSN 0018–926X

KOEBERLE, M. ; HOEFLE, M. ; GAEBLER, A. ; PENIRSCHKE, A. ; JAKOBY, R.: Liquid crystal phase shifter for Terahertz frequencies with quasi-orthogonal electrical bias field. In: *36th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, , 2011. – ISSN 2162–2027, S. 1–1

MOESSINGER, A. ; EICHER, D. ; GAEBLER, A. ; MARIN, R. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R. ; SCHLAAK, H. F.: Electronically Reconfigurable LC-Reflectarray with 2D Scanning Capability and SU-8 structured Cavity. In: *Frequenz* (2008), August, Nr. 3/3, 62. <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/35359/>

MUELLER, S. ; KOEBERLE, M. ; GOELDEN, F. ; PENIRSCHKE, A. ; GAEBLER, A. ; LAPANIK, A. ; HAASE, W. ; JAKOBY, R.: W-Band Characterization of Anisotropic Liquid Crystals at Room Temperature. In: *38th European Microwave Conference, EuMC*, 2008, S. 119–122

MUELLER, S. ; KOEBERLE, M. ; MOESSINGER, A. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Liquid crystal based electronically steerable 4x4 antenna array with single horn feed at Ka-Band. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium, AP-S IEEE*, 2008, S. 1–4

MUELLER, S. ; MOESSINGER, A. ; MARIN, R. ; GOELDEN, F. ; GAEBLER, A. ; KOEBERLE, M. ; JAKOBY, R.: Liquid Crystal Phase Shifters for Electronically Steerable Antenna Systems. In: *IEEE MTT-S International Microwave Microwave Symposium*, 2008

PENIRSCHKE, A. ; PUENTES, M. ; MAUNE, H. ; SCHUSSLER, M. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Microwave mass flow meter for pneumatic conveyed particulate solids. In: *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, I2MTC*, 2009. – ISSN 1091–5281, S. 583–588

STRUNCK, S. ; KARABEY, O.H. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Reconfigurable waveguide polariser based on liquid crystal for continuous tuning of linear polarisation. In: *Electronics Letters* 48 (2012), Nr. 8, S. 441–443. <http://dx.doi.org/10.1049/el.2012.0259>. – DOI 10.1049/el.2012.0259. – ISSN 0013–5194

STRUNCK, Sebastian ; GAEBLER, Alexander ; KARABEY, Onur H. ; FOLLMANN, Ruediger ; KOETHER, Dietmar ; MANABE, Atsutaka ; HEUNISCH, Andreas ; SCHULZ, Baerbel ; RABE, Torsten ; GORA, Frieder ; JAKOBY, Rolf: Liquid Crystal filled LTCC Phase Shifter. In: *Microwave Technologies & Techniques Workshop ESA/ESTEC*, 2012, S. 72–73

WEICKHMANN, S. ; NATHRATH, N. ; GEHRING, R. ; GAEBLER, A. ; JOST, M. ; JAKOBY, R.: A Light-Weight Tunable Liquid Crystal Phase Shifter for an Efficient Phased Array Antenna. angenommen fÄ¼r: *43th European Microwave Conference, EuMC 2013*.

Eigene Beiträge in Workshops und Fachausschüssen

GAEBLER, A.: Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von Flüssigkristallen im Mikrowellenbereich. In: *VDE-ITG-Fachausschuss 9.1: „Messverfahren der Informationstechnik“* VDE-ITG, 2011

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; KARABEY, O.H. ; JAKOBY, R.: Liquid Crystals for Reconfigurable Microwave and Millimeterwave Applications. In: *Microwave Conference (GeMIC), German*, 2011

GAEBLER, A. ; KARABEY, O. H. ; STRUNK, S. ; HU, W. ; FRANKE, T. ; WEICKHMANN, C. ; JAKOBY, R.: Liquid Crystal and Ferroelectric Thick-film Technology for Reconfigurable RF Components. In: *Microwave Symposium Digest (MTT), IEEE MTT-S International*, 2012

Betreute Masterarbeiten

KARABEY, O. H.: Investigation of Tunable Impedance Matching Networks for Multiband Applications. 2008

HU, W.: Analysis and design of tunable phase shifters for satellite antenna array under considerations of time domain constraints. 2011

CHEN, X.: Study of SIW-Tunable Filter on Ferroelectric Ceramics. 2012

Patente

GAEBLER, A.; JAKOBY, R.: Phasenschieber für Hochfrequenz-Signale. European Patent Nr.: 2 309 585 A1 , 2009

FOLLMANN, R.; KÖTHER, D.; RABE, T.; GAEBLER, A.; STRUNK, S.; JAKOBY, R.; et al: Flüssigkristall-gefüllter Hohlleiter und Antennenstrahler. Deutsches Patent Nr.: DE 10 2010 036 820.2, 2010

Verliehene Auszeichnungen

„Best Paper Award: Poster Presentation“

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Efficiency Considerations of Tuneable Liquid Crystal Microwave Devices. In: *Microwave Conference (GeMIC), German*, 2008

„Honorable Mention Paper Award“

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Modeling of electrically tunable transmission line phase shifter based on liquid crystal. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium, AP-S IEEE*, 2008, S. 1–4

„Best Graduate Student Paper Award“

PENIRSCHKE, A. ; PUENTES, M. ; MAUNE, H. ; SCHUSSLER, M. ; GAEBLER, A. ; JAKOBY, R.: Microwave mass flow meter for pneumatic conveyed particulate solids. In: *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, I2MTC*, 2009. – ISSN 1091–5281, S. 583–588

„European Microwave Prize 2009“

GAEBLER, A. ; GOELDEN, F. ; MANABE, A. ; GOEBEL, M. ; MUELLER, S. ; JAKOBY, R.: Investigation of high performance transmission line phase shifters based on liquid crystal. In: *European Microwave Conference, EuMC*, 2009, S. 594–597

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Alexander Gäbler
Geburtsdatum: 28.09.1977
Geburtsort: Cottbus

Bildungs- und Berufsweg

Mai 1997	Abitur am Ludwig Leichhardt Gymnasium, Cottbus
Sept. 1997 - Juni 1998	Bundeswehr, Hagenow
Sept. 1998 - Sept. 2005	Studium der Mikroelektronik und Mikrosystemtechnik, BTU Cottbus, Abschluss: Diplom
Sept. 2002 - Febr. 2006	Studium der Informations- und Medientechnik, BTU Cottbus, Abschluss: Bachelor of Science
seit Febr. 2006	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TU Darmstadt, Institut für Mikrowellentechnik und Photonik

Darmstadt, den 15.04.2013
